物理大辭典

七 畫 ～ 八 畫

人文出版社印行

物理大辭典

七畫～八畫

人文出版社印行



中華民國七十四年五月再版

物理大辭典

主　編：段木干
編　輯：本社編委會
出版者：人文出版社有限公司
社　址：台中市忠明路二十巷十一號
電　話：二五一八八八八號
郵　撥：○○二八○○○一七號
登記證字號：局版台業字一三三二號
發行人：段鏡
住　址：台中市忠明路二十巷十一號
電　話：二五一八八八八號
印刷廠：三興彩色印刷廠
地　址：台中市健行路八五六號
電　話：三一八五六二號

編輯大意

一、二十世紀物理學的驚人發展，已改變了全體人類的生活。因此，我們博採舉凡有關物理的一切名詞、概念和現象，言簡意賅的加以說明，彙成本辭典，提供給學術界和社會人士，作爲參攷查閱之用。

二、全書共六千餘頁，約八百萬字，二十四開大本，精裝九册。內容豐富，編校審愼，是我國目前唯一一部取材最龐大、收錄最完全的物理大辭典。

三、本辭典係依每一名詞起首文字之中文筆畫多少，定爲先後順序，并採用科學方法編排，檢校查攷，極爲便利。書前列有物理學概論，簡介物理學的發展小史及其主要內容，期使讀者能獲得基本而有系統的物理常識。書後列有附錄多種，諸如實驗法則與實驗方法、物理標準和物理常數、力和運動、熱學、聲學、光學、電磁學以及高能物理、量子物理 、太空科學等等，重要資料，應有盡有。

四、本書名詞，採用民國六十年國立編譯館新編訂之物理學名詞爲主。書後編有英文索引一册，可以中英對照，互相查攷。

五、科學的專門名詞，日日見增，而一部精良的工具書，實可使學術研究工作，收到事半功倍之效。是以本辭典係應當前社會之需；惟因付梓匆促，誤漏在所難免，倘祈學者不吝教正。

編　者

六十三年春

物理大辭典

總 目 次

第三册目次

物 理 大 辭 典

七　　畫

八　畫

七　畫

【串激(發)電機】(Series wound dynamo)

即場磁鐵之線圈與外電路相串聯，稱爲串激（發）電機，如圖７—１。其中因通過線圈之電流與外路等強，故欲維持一定之電動勢，外路電阻須保持一定值。

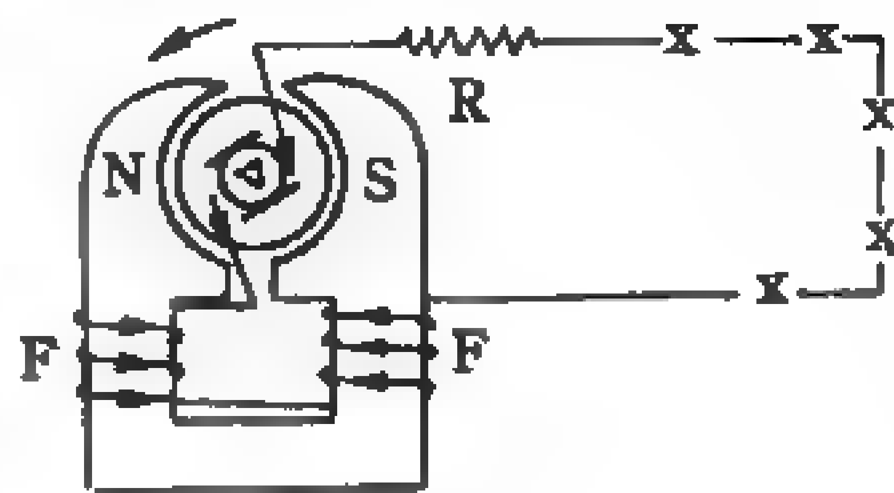


圖７—１

【串聯】(in series ; Series connection)

將一導線的末端和另一導線的首端依次連結者，叫做串聯（或順結）。

電流爲 I_1、I_2、I_3…… 的各導體串聯時，則電路的總電流 I 爲：

$$I = I_1 = I_2 = I_3 = \cdots\cdots$$

即通過各導體電流是相等的。

將電阻爲 R_1、R_2、R_3……的各導體串聯起來，則電路的總電阻 R 爲：

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + \cdots\cdots$$

電壓爲 V_1、V_2、V_3…… 的各電池（或電壓產生器）串聯時，電路的總電壓 V 爲：

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \cdots\cdots$$

電感爲 L_1、L_2、L_3……的各個線圈串聯時，如果線圈之間沒有互感，則電路的總電感 L 爲：

$$L = L_1 + L_2 + L_3 + \cdots\cdots$$

電容爲 C_1、C_2、C_3……的電容器串聯時，電路的總電容 C 由下式決定：

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \cdots$$

即電路的總電容小於各串聯電容。

【串聯共振】(Series resonance)

共振(*resonance*)的現象在電工應用上佔頗重要的地位。所謂共振，就是說電源輸出的電流與其電壓同相，換言之，功率係數等於1。若以$R-L-C$串聯電路言有效電流I是

$$I=\frac{V}{\sqrt{R^2+(\omega L-1/\omega C)^2}}=\frac{V}{\sqrt{R^2+(X_L+X_C)^2}}$$

如果頻率剛好滿足於$\omega L=\dfrac{1}{\omega C}$，亦即

$$\omega=\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}$$

則阻抗是純粹的實數，故無相位，因此電流及電壓同相，此時

$$I_0=\frac{V}{R}$$

則稱這種共振爲串聯共振。

因此在串聯共振時電路總阻抗變爲最小，使有效電流達到最大，而跨過各電路元素的電位降爲

$$V_R=RI_0=V$$

$$V_L=iX_LI_0=i\left(\frac{X_L}{R}\right)V$$

$$V_C=iX_CI_0=i\left(\frac{X_C}{R}\right)V$$

故

$$V_L+V_C=0$$

如果共振時$R-L-C$的電壓源是

$$V(t)=V_m\sin\omega_0 t$$

則電流與電壓同相，故可被寫爲

$$i(t)=\frac{V_m}{R}\sin\omega_0 t \qquad (1)$$

因此電容器的瞬時端電壓爲

$$V_C(t) = -\frac{V_m}{RC\omega_0}\cos\omega_0 t \qquad (2)$$

而電路的瞬時儲存能量，就是瞬時磁能及電能的總和，亦卽

$$W(t) = W_M(t) + W_E(t) = \frac{1}{2}Li^2(t) + \frac{1}{2}CV_C^2(t)$$

$$= \frac{LV_m^2}{2R}\sin^2\omega_0 t + \frac{V_m^2}{2\omega_0^2 CR^2}\cos^2\omega_0 t$$

$$= \frac{LV_m^2}{2R^2} = \frac{V_m^2}{2\omega_0^2 CR^2} \qquad (3)$$

$LV_m^2/2R^2$ 是電路內可能儲存的最大磁能，而$V_m^2/2\omega_0^2 CR^2$ 則是可能的最大電能，而 (3) 式指出，任何瞬間電路總共儲存的能量保持不變，由(1)及(2)式知，共振時電容器內的電流及電位降，剛好相差 $\pi/2$，故電容器電位差最大時，則電流降爲 0 ；而電容器沒有電位差時，則電流最大，因此在電場的電能儲存最多時，磁場的磁能爲 0 ；相反地，當磁場的磁能儲存量最多時，電場的電能爲 0 ，而任何瞬間兩者的和總保持定值，如圖 7 — 2 所示。

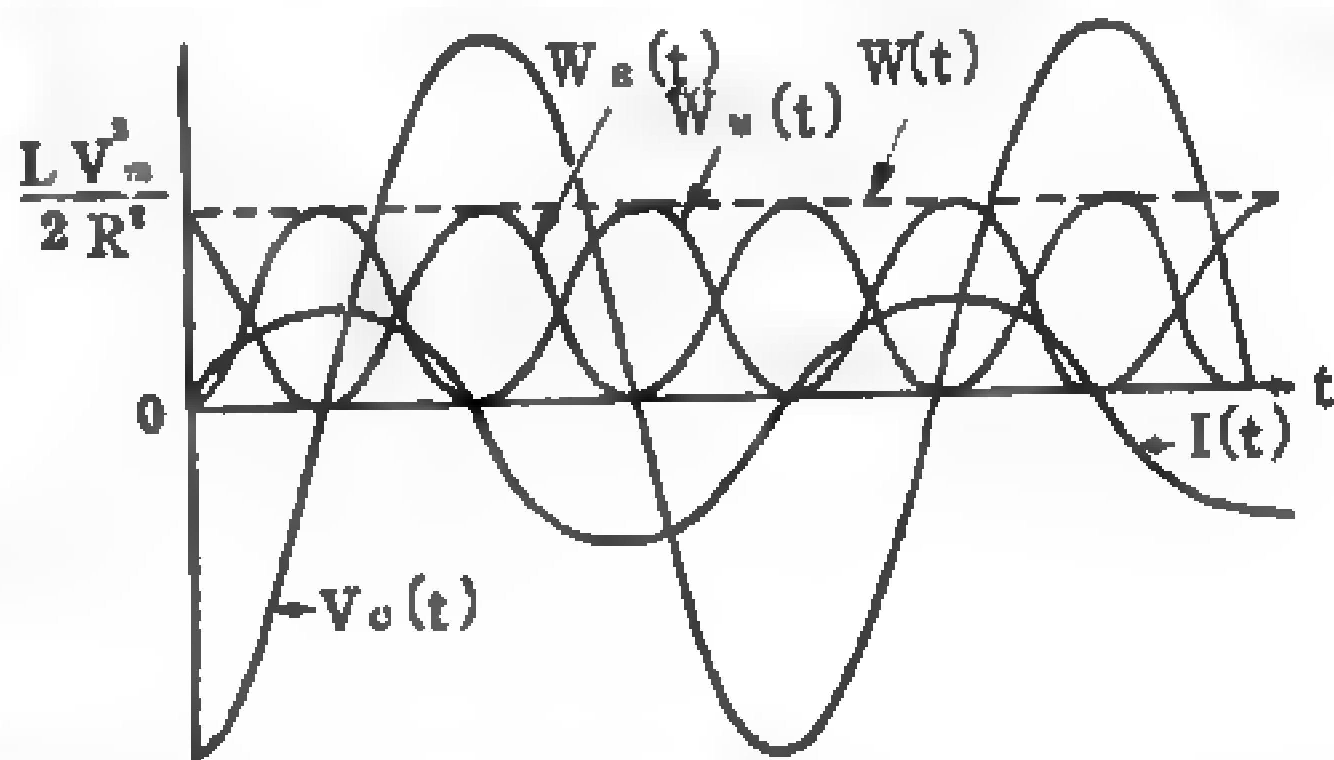


圖 7 — 2
共振時的瞬間電流、電壓及能量

【串聯補償】(Series compensation)

一種增高電阻耦合放大器高頻率的辦法稱爲串聯補償或稱串聯升高。在此補償放大電路中，電感線圈與原有的耦合電容器串聯。由於第二級放大器的輸入電容與控制柵電阻均跨接於此放大器的輸入端，所以至高頻率時，線圈就與第二級放大器的輸入電容產生振盪，使輸入電容的端電壓增加，因此高頻率時的頻率響應得到補償。

若電路同時具有並聯補償線圈及串聯補償線圈，則可同時獲得分路升高及串聯振盪升高，其對放大器作用於高頻率時的補償更爲良好。

【串聯電路】(Series circuit)

不論幾個電路元素，經串聯後卽構成一串聯電路，此時通過各元素的電流都是相等的。

參閱“串聯 (*In series* ; *Series connection*) ”條。

【串聯線圈】(Series coil)

線圈彼此串聯，增加感應量。

【串聯諧振電路】(Series resonant circuit)

以一固定交流電壓，通過一串聯 *LC* 諧振電路，若 *LC* 電路本身頻率與交流電壓之頻率相同時，*LC* 電路中的電流增大，此時 *LC* 電路與所加之電壓電源形成諧振現象。

【串聯燈絲】(Series filament)

幾個燈絲電流値相等的電子管，其燈絲可以彼此串聯。

【亨利】(Joseph Henry 1797—1878)

美國物理學家及科學行政人才，生於紐約州首府奧班尼市 (*Albang*)，幼時就讀鄉下學校，至十三歲時輟學。後入奧班尼學院深造，畢業後在該學院敎授數學及物理學。任敎時從事電磁學實驗，發明磁性電報機及繼電器，並在法拉第之先發現電磁感應現象，惜發表結果較遲。1832 年至普林斯登大學任物理學敎授，1842 年經國會推選爲華盛頓史密生尼博物館 (*Smithsonian Institution*) 首任館長，並創設美國氣象局，1867 年選任爲國家科學院 (*National Academy of Science*) 第二任主席。當時一致認爲亨利是美國最主要的物理學家。後來爲了紀念他，以亨利爲自感和互感的電感單位。卽電路中變化率爲一安培/秒的電流，能產生一伏特電動勢的感應器之電感。

$$1\text{亨利} = 1\ \frac{\text{伏特}}{\text{安培/秒}} = 1\text{歐姆秒}$$

【亨利溶解度定律】(Henry's law of solubility)

一定量之液體，在一定溫度下，所能溶解氣體之最大量，與此氣體在液面上所受壓力之大小成正比。

【位】(Potential)

描述交互作用力場的一種函數，因力場種類的不同而異其義，但位在任何方向的導式，均表示各該力場沿該方向的強度。常用V表示位。

重力位爲將單位質量自無限遠處移至討論位置時所需的功；靜電位爲將單位電荷自無限遠處移至討論位置時所需的功；其他如磁位等的定義亦仿此。

由於力場性質的不同，場強度與位的關係可分兩類：

1.若力場強度$\vec{E}$適合$\nabla\times\vec{E}=0$，則$\vec{E}=-\nabla\vec{V}$，其符號係基於物理上的考慮而賦予的。這種力場是保守場(*conservative field*)。

2.若力場強度$\vec{E}$適合$\nabla\cdot\vec{E}=0$，則$\vec{E}=-\nabla\times\vec{V}$，而$\vec{V}$爲向量位。磁場卽爲一例。

【位址】(Address)

計算機的記憶單元內，資料所在的特定位置。

【位阱】(Potential well)

在原子、原子核及分子物理學中，所討論的大部分是粒子限於一狹小範圍內的問題，如作用於粒子的力是非常短程的力，則此粒子的位能將隨其位置而急遽變化，故其位能曲線多爲深而窄，稱之爲位阱或勢阱。眞正的位阱尙未完全淸楚，故常假設某些形狀簡單(或便於計算)的位阱，探討其大略情形，或再從而修正之，以獲取更精確的資料。簡單而常用的位阱，當以矩形勢阱(*rectangular potential well*)及拋物線狀(*parabolic*)位阱爲代表。以下分別略述粒子在這兩種位阱內的大概情形，爲簡單計均以一維情況說明之。

粒子在寬爲L深爲V_0的矩形位阱（如圖7－3）中時，其薛丁格方程式（*Schrödinger's equation*）爲

$$\frac{d^2}{dx^2}\psi(x)+\frac{2m}{\hbar^2}(E-V_0)\psi(x)=0$$

當 $|x|>\frac{1}{2}L$

$$\frac{d^2}{dx^2}\psi(x)+\frac{2m}{\hbar^2}\psi(x)=0$$

當 $|x|<\frac{1}{2}L$

式中m爲粒子的質量，E爲粒子的能量。當粒子能量$E>V_0$時，薛丁格方程式對任何大於V_0的E都有解，此時粒子有連續能譜。當$E<V_0$，且波函數爲偶宇稱性時，薛丁格方程式只對滿足

$$\tan\left(\frac{1}{2}L\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}\right)=\sqrt{\frac{V_0-E}{E}}$$

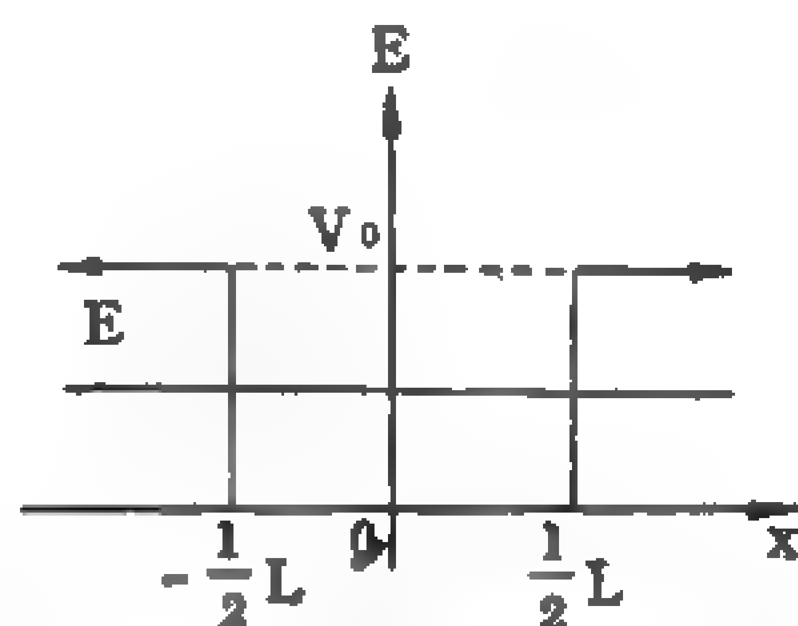


圖7－3　矩形位阱

的E有解，滿足上式的E爲一些不連續值，故此時粒子的能量爲量子化，同時線動量也量子化。在$V_0\gg E$時，其本徵值（*eigen value*）約爲

$$E\simeq\frac{(2n+1)^2\hbar^2}{8mL^2}\qquad n=0,1,2,\cdots$$

當$E<V_0$，且波函數爲奇宇稱性時，薛丁格方程式只對滿足

$$\cot\left(\frac{1}{2}L\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}\right)=-\sqrt{\frac{V_0-E}{E}}$$

的E有解，粒子的能量及線動量也量子化。在$V_0\gg E$時，其能量的本徵值約爲

$$E\simeq\frac{(2n)^2\hbar^2}{8mL^2}\qquad n=1,2,3,\cdots$$

在這兩種可能情形中，$V_0 \gg E$ 的情況只使粒子的能階稍爲升高，並不改變其一般性質。

粒子在位能$V=\frac{1}{2}m\omega^2x^2$ 的拋物線狀位阱中時，其薛丁格方程式爲

$$\frac{d^2}{dx^2}\psi(x)+\frac{2m}{\hbar^2}(E-\frac{1}{2}m\omega^2x^2)\psi(x)=0$$

式中m爲粒子的質量，ω爲粒子在此位阱中的古典振動角頻率，E爲粒子能量。此薛丁格方程式有解之條件爲能量E必須爲

$$E_n=(n+\frac{1}{2})\hbar\omega \qquad n=0,1,2,\cdots$$

故粒子的能量及線動量都量子化。圖7—4表示這種位阱及在此位阱中之粒子的能譜，以及各能階的宇稱性（*parity*）。值得注意之點是當$n=0$時，$E_0=\frac{1}{2}\hbar\omega$，而不是古典物理之$E_0=0$，這點只能用近代物理的測不準原理解釋，古典理論無能爲力。

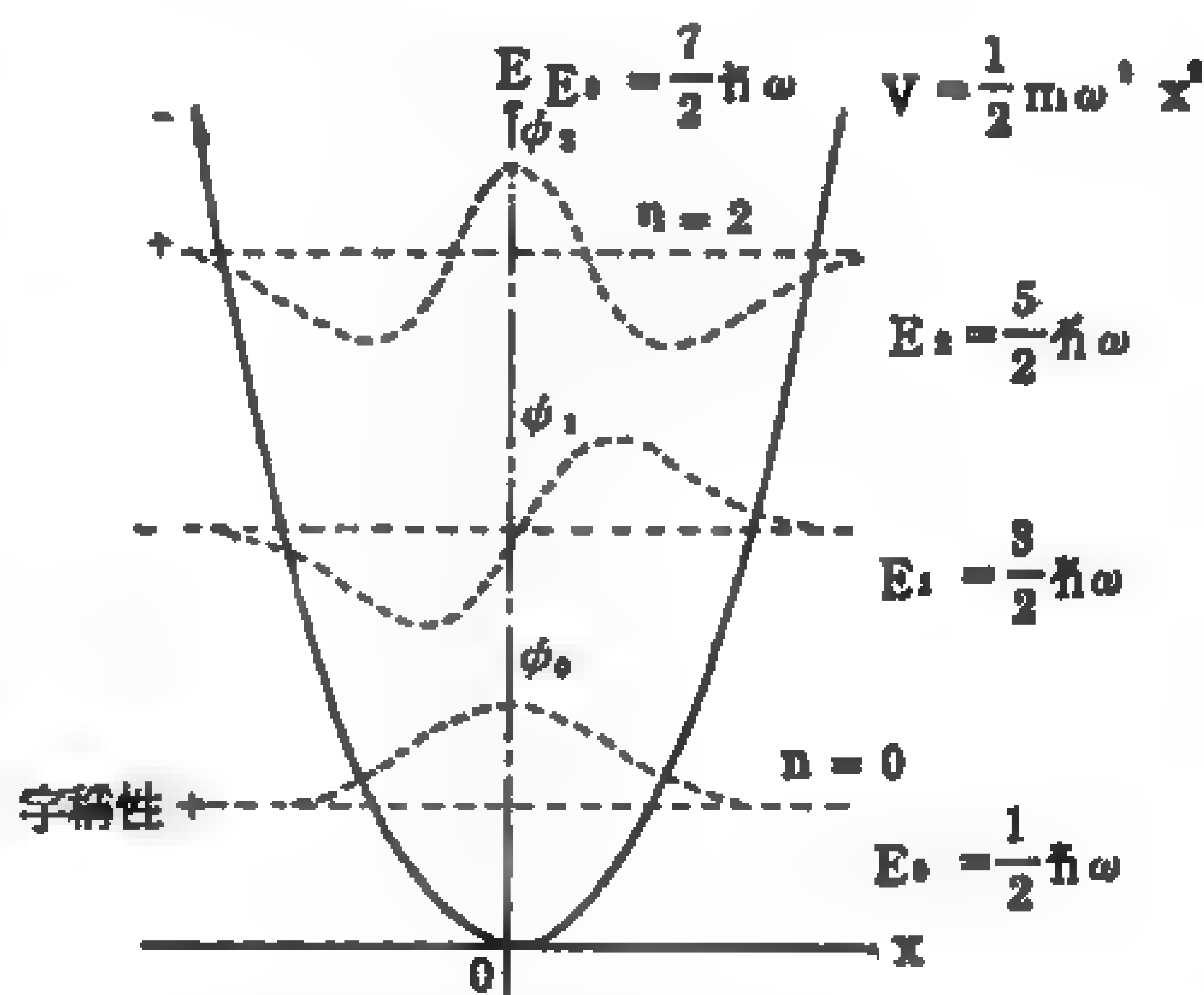


圖7—4

拋物線狀位阱、波函數、能譜及各能階的宇稱性

【位函數】（Potential function）

表示物體在場中位能變化的函數，以ϕ表之，其有$\nabla^2\phi=0$之特性。

【位能】（Potential energy）

凡物體由位置或形態不同，所具有的潛能，稱爲位能。位置或形態

的改變會引起能量的變化，而顯示出物體的位能。如張緊之弓弦，弛之可彈矢而作功，則弓弦有位能。如又扭滿鐘錶之發條，能使指針運動而作功，故開足之發條亦有位能。

關於物體之位置，如何將能化爲功（*work*）之潛能力，謂之物體之位能。如平地上之物體，與在高處之物體，在物理學上大不相同。在高處之物體，因與地球之位置關係，有作功之潛能力，故爲有位能，在平地之物體，無作功之潛能力，故爲無位能。位能之量，以其能化爲功之量表之，如在高 h 處之物體，其質量爲 m，當其落至平地而位能消滅時，所作之功等於重力加速度 g 及質量 m 與距離 h 之連乘積 mgh，故此物體在高 h 處時，所有之位能即以 mgh 表之。物體離地面愈高，所具位能愈大。通常定離開地球無限遠處爲位能之零點。

【位能曲線】（Curve of potential energy）

表示 $E_P(r)$ 隨 r 變化之圖形對於瞭解質點的運動非常有用。爲了簡單起見，我們只討論直線運動（或一度空間運動）之情形，因此位能僅決定於一個變數 x 時，即爲 $E_P(x)$。圖 7—5 爲一度空間運動的可能之位能曲線　對任意之 x 值而言，作用於質點之力爲

$$F = -\frac{dE_P}{dx}$$

而 dE_P/dx 爲 $E_P(x)$ 曲線之斜率，當曲線向上升時其值爲正，當曲線向下降時其值爲負。因此作用力 F（即斜率之負數）之值爲負（向左）或爲正（向右），決定於位能之增加或減少

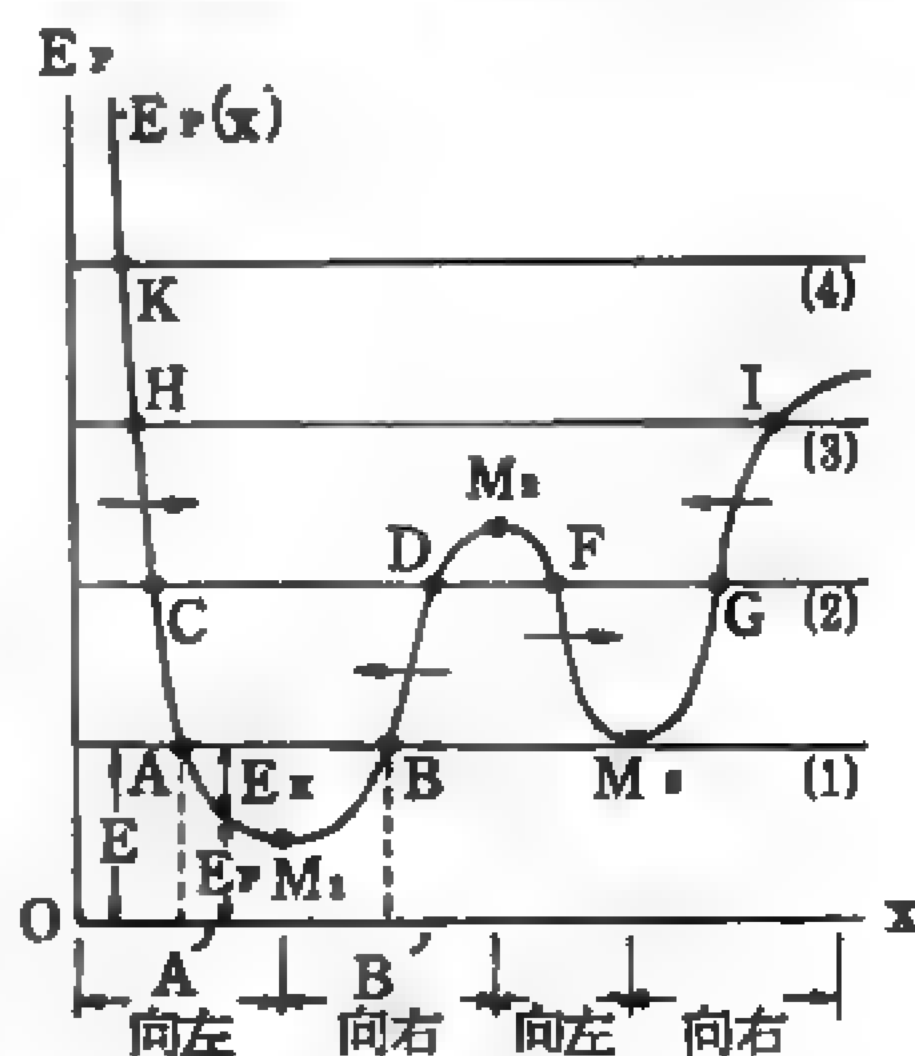


圖 7—5

直線運動與位能之關係

，如圖 7—5 中之水平箭號所示。

在位能最小或最大之點如M_1、M_2、M_3等

$$\frac{d\,E_P}{d\,x}=0$$

故$F=0$，即為平衡位置。$E_P(x)$值為最小之點為穩定平衡，因為當質點稍微離開此點時，它將受到一個拉回原位置的力；$E_P(x)$為最大之點為不穩定平衡，因為當質點稍微離開此點時，它會受到使其更加遠離此點之力。

玆考慮一個總能量為正的質點，如圖 7—5 中的水平線(1)所示，在任意位置x其位能$E_P(x)$由圖形之縱坐標表示，而其動能

$$E_K=E-E_P$$

則由$E_P(x)$曲線至E線之距離表示；今E線與$E_P(x)$曲線相交於A點及B點，在A點左邊及B點右邊，能量E小於位能$E_P(x)$，因而其動能

$$E_K=E-E_P$$

將為負值，可是此為不可能，因為

$$E_K=\frac{1}{2}mv^2$$

必須為正值。故質點之運動必須限於AB之範圍而在$x=A'$及$x=B'$兩點之間振動，在這兩點，質點之速度為零，而運動改變方向，此兩點稱為轉向點（*turning points*）。

假如質點之能量較高，如圖中之水平線(2)所示，則其運動可能有兩個範圍，其一是在C與D之間振動，另一是在F與G之間振動；然而，假如一質點已經在某一範圍時，便絕不可能跳到另一範圍，因為從一個範圍到另一範圍必須經過動能為負值之DF範圍，但這是不可能的。我們說這個運動的可能範圍被位壘（*potential barrier*）所隔離。在能階(3)時，質點之運動是在H與I之間振動；在能階(4)時，質點不再振動而在K與無限遠之間運動；舉例說，如果質點原先向左

運動，當其到達K點時，便反跳而向右運動，且永遠不再回頭。當我們討論原子質點之運動而應用到量子力學時，則此種描述需要加以修正。

【位能轉變爲動能】(Potential energy change to kinetic energy)

位能與動能可以相互轉變，而且於轉變時，得之於此必失之於彼。亦即能只是形式上之轉變，其過程仍遵守能量不滅定律。

例如擺的振動，可用以說明位能與動能相互間之轉變情形。當擺錘在最低位置A上靜止不動時，如圖7—6(a)，既無位能又無動能。倘若我們將其移至P處，則我們已因此而作了功。此時，該功係以位能之方式儲存起來。我們倘於P處將擺錘放鬆，則擺錘必依循圓弧PA加速墜落。加速所需之力。將由其本身重量之運動分力來供應。在此過程中，速度與動能乃是愈來愈形增加，而其位能則相對地逐漸減少。及至A處，位能遂全部歸於消失，此時代之而起者則爲加速之功所產生的新的作功能力，亦即動能。此項動能，可使擺錘再度升高至P'點(高度爲h)，並以變爲位能的方式，重新獲得原先升高時所作之功。因此，當擺錘處於二最高位置P與P'之時，它只具有位能，而在最低位置A處，僅具有動能，當其處於所有其他各位置時，則動能與位能二者兼而有之，且兩者總和恆保持一定値。

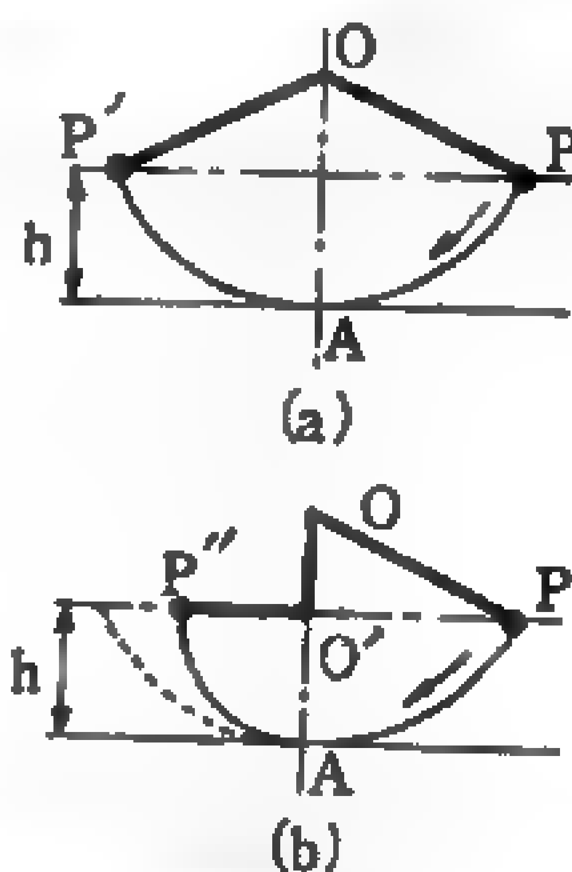


圖7—6
以擺爲例，說明位能之轉變爲動能，及其相反之轉變。

我們若用一鐵釘將擺索於具有高度h之O'處鉤住，如圖7—6(b)。此時，擺索卽取得$OO'P''$的彎摺形狀，結果擺錘仍然是會升高至原先之高度h而到達P''之處，不過現在所畫出者爲一具有半徑$O'A=O'P''$的$\frac{1}{4}$圓周的圓弧而已，故由P處之位能轉變爲A處之動能，

以及反過來由A處之動能轉變爲P''處之位能，其經過情形，與圖7—6(a)並無二致。

【位移】(Displacement)

質點位置之變更，名爲位移。位移只問位置變化前後的直線距離之大小及方向；與路徑之曲折，時間之久暫無關。如圖7—7，一質點由A直達於B；與由A經C_1、C_2、C_3而達於B；或在1秒中自A至B；或在1年中自A至B……均稱爲此一質點做了由A至B的位移。

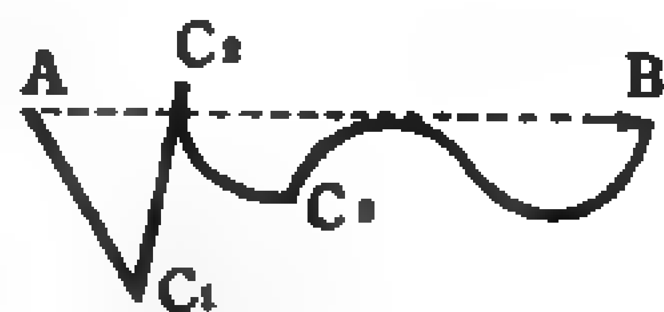


圖7—7

現以一質點在一維空間運動的情形來討論質點位移之各種情形。我們要表明一質點在一直線上的位置時，必須先在這一直線上選擇一固定的參考點，然後說明質點是在這一固定點的右方或者左方多遠。設此直線爲X軸，此固定參考點爲原點O(如圖7—8)。如果我們規定向右爲正，向左爲負，則質點之位置便可用一代數量x表示。這一代數量x便是質點P的X坐標。



圖7—8
直線上一點的位置可用一代數量表示

當質點在X軸上運動時，其位置x隨時間而變。如果在時間$t=0$時質點在x_0，隔一段時間後質點的位置爲x_1，則我們說質點的位移爲由x_0至x_1。因此，質點的位移s可被定義爲：

$$s = x_1 - x_0$$

由這一定義知位移具有大小(*magnitude*)及方向。例如，x_1大於x_0時，質點的位移s爲正，即其方向向右。相反地，x_0大於x_1時，位移s爲負，方向向左。位移的大小常被寫爲$|s|$，即

$$|s| = |x_1 - x_0|$$

因爲我們用正負號表示位移的方向，因此，若質點向右移一段距離，然

後再向左移同一距離，則質點又回到原來的位置，故其合位移（*resultant displacement*）為零。若質點逐次之位移為 $s_1, s_2, \cdots s_n$，則其淨位移為每一位移之和，即

$$合位移 = s_1 + s_2 + \cdots + s_n = \sum_{i=1}^{n} s_i$$

$$= x_n - x_0$$

上述之合位移與質點所行走之距離（*distance*）不同；一質點行走之距離為每一次位移的大小的總和，即

$$總距離 = |s_1| + |s_2| + \cdots + |s_n|$$

【位移電流】(Displacement current)

考慮以電流 I 充電中的平行板電容器。這電容器的兩板於是充有電荷（$+Q$和$-Q$），充電的速率為

$$dQ / dt = I$$

若板的面積為A，平行板間介質的絕對介電常數為ϵ，則兩板間的電場強度為

$$E = Q / \epsilon A \qquad \text{(簡化之}M.K.S.A.\text{單位制)}$$

電位移（*electric displacement*）$\vec{D} = \epsilon\vec{E}$等於 Q / A。於是充電之電流 I 與電位移的變率有如下之關係：

$$I = dQ / dt = A\, dD / dt$$

充電電流 I 是不連續的，板外固為 I，兩板之間的區域因無電流，故其值為零。馬克士威首先倡議：在形式上我們可以假想有一種位移電流通過平行板之間的區域，以維持電流的連續性。此位移電流為

$$I_D = A\, dD / dt$$

雖然不是實際的電荷流動，但實際上具有環狀的磁場伴之而生，且遵守安培定律。所以他將安培定律加上一項位移電流而得下式：

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_C + I_D$$

這式稱為修正之安培定律。$I_C + I_D$ 是積分路徑內包含的總電流，即通

常由電荷移動而產生的運流電流（*convection current*）和傳導電流（*conduction current*）I_C，再加上由電位移變化而生的位移電流 I_D。位移電流密度，即通過單位面積的位移電流 $\vec{J}_D = d\vec{D}/dt$。

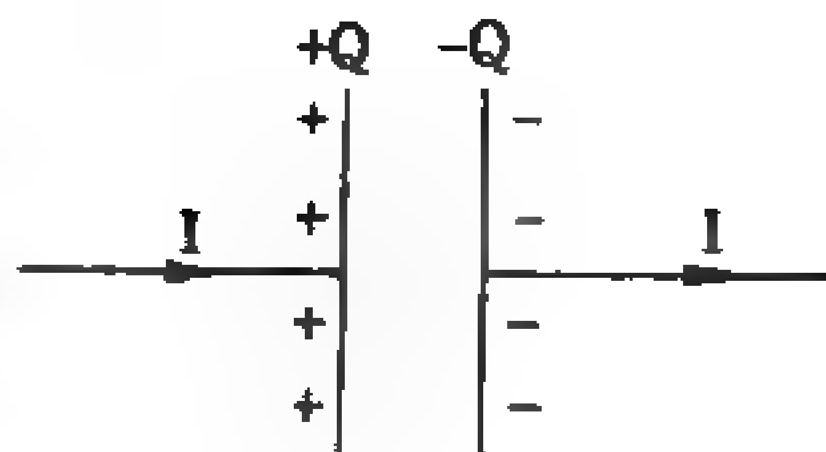


圖7－9

雖然以上的討論是針對平行板電容器者，但位移電流的觀念可以推廣到任何電磁系統；$\partial\vec{D}/\partial t$ 是空間任一點的位移電流密度。馬克士威方程式（*Maxwell's equation*）中的安培定律可寫成

$$\oint\vec{H}\cdot d\vec{l} = \int(\partial\vec{D}/\partial t)\cdot d\vec{A}+\int\vec{J}\cdot d\vec{A}$$

式中 $\vec{J}$ 是普通電流（運流＋傳導）的密度。

【位置向量】（Position vector）

描述物體與原點相對位置的指向線段稱爲位置向量。兩點 P_1 及 P_2 的相對位置向量爲 $\vec{r}_{21}=\overrightarrow{P_1P_2}$。由圖7－10得知

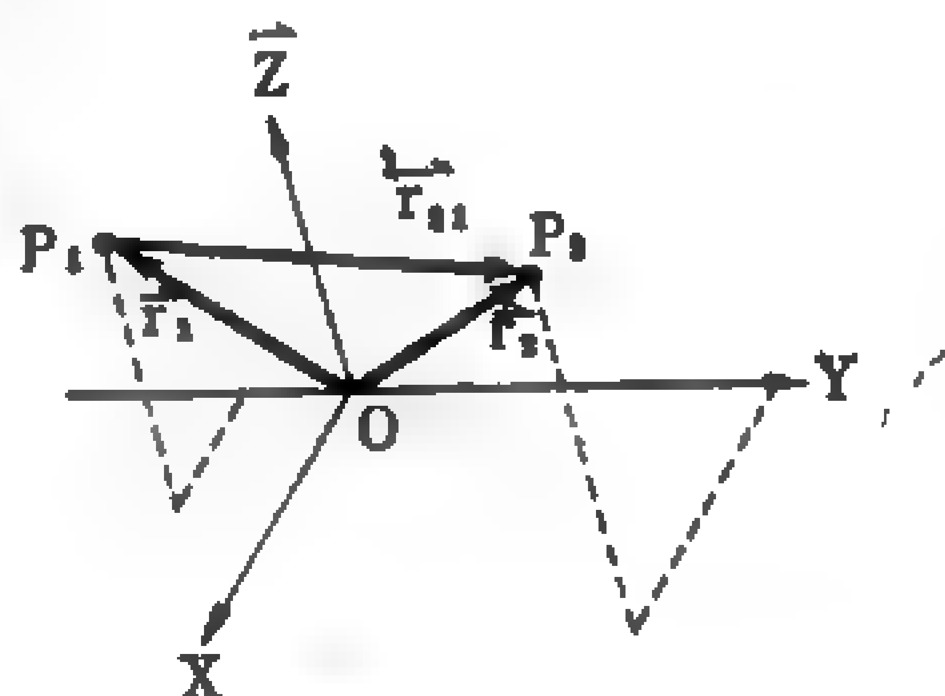


圖7－10

$$\overrightarrow{OP_2} = \overrightarrow{OP_1} + \overrightarrow{P_1P_2}$$

故 $\vec{r}_{21}=\overrightarrow{P_1P_2}=\overrightarrow{OP_2}-\overrightarrow{OP_1} = \vec{r}_2-\vec{r}_1$

即兩點間的距離爲

$$|\vec{r}_{21}| = \sqrt{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2}$$

【位壘之透過】（Penetration of potential barriers）

根據古典力學，若一物體的總能量（位能和動能）不超過空間某區域的位能，則物體無法進入這高位能區域，這種位能區域稱爲位壘。在量子力學中粒子的運動狀態是用機率幅或波函數描述，這波函數在位能不是無限大的區域仍然能有相當數值。因此粒子能夠進入古典力學的位壘，甚至透過或貫穿位壘而進入另一低位能區域。在原子核物理中，就根據這理論，由 α 粒子衰變，計算原子核的大小，並可解釋金屬的光電

效應。

【住留電流】(Persistent current)

有許多金屬和合金，當被冷卻至相當低的溫度（通常在液態氦溫度範圍內）時，它們的電阻會很快地降到趨於0的程度。此現象最先由翁奈士（*Onnes*）於1911年發現，這種沒有電阻的狀態，稱為超導狀態。當物質在超導狀態時，它的直流電阻變為0或極近於0，以致有持久性的電流在超導體內流動，可以持續一年，甚至數年之久而強度不減。這種發生於超導體內的持續電流稱為住留電流。我們可利用住留電流的性質，來檢驗電阻是否確實消失。因為即使有微小的電阻存在，最多一小時電流就會完全消失。大部分的物質住留電流的衰變時間非常長。菲爾（*File*）及米爾斯（*Mills*）曾經利用原子核磁共振方法發現鈮（*Nb*）75％、鋯（*Zr*）25％線圈的住留電流衰變時間超過十萬年。不過有某些超導性物質，特別是用來當作超導磁鐵的物質有較短的衰變時間。

【住留譜線】(Persistent line ; Ultimate line)

住留譜線又稱之為原素線。這種譜線係由原子變化時所能達到的最低標準，或由能在最低標準時起變化之原子變化所產生。

【佛坦水銀氣壓計】(Fortins mercurial barometer)

詳閱"水銀氣壓計（*Mercurial barometer*）"條。

【佛科電流】(Foucault current)

交流磁場通過鐵芯，與鐵芯相割切所產生旋渦狀的電流，稱為佛科電流。

【佛科擺】(Foucault pendulum)

從在地面上所作的力學實驗的結果，我們曉得地球表面這一參考系大致是一慣性坐標系。例如，不受外力作用的氣墊車會在一光滑水平面上沿一直線作等速運動；或者一物體斜向拋射時的運動路徑可用$\vec{F}=m\vec{a}$滿意地解釋它。但是，如果物體的運動時間很長，或者移動的距離很大

時，我們便不能將固定在地球表面上的坐標視爲慣性坐標。要證明這一點的最好的例子是佛科擺的運動問題。由力的分析，可知作用於擺錘的外力有垂直向下的重力與繩子的張力；這些外力都是在單擺振盪鉛垂面內的，因此，與此鉛錘面垂直的方向無外力作用。不過我們發現單擺振盪的鉛垂面會慢慢對地面旋轉；在北極每天轉一次，轉動方向與地球自轉的方向相反。這種實驗直接告訴我們地球在自轉，因此，固定在地面的實驗室坐標並不剛好是慣性坐標。

佛科擺與普通的單擺（*pendulum*）相似，不過其擺錘的懸掛線可在任何鉛垂面自由振動。當此單擺開始振動時，其擺動面會慢慢沿鉛垂方向以某一角速度轉動。佛科擺的擺錘須相當重，懸掛線要很長，且其懸掛點必須幾乎無摩擦，則此單擺方可長時間擺動，而顯示其擺動面進動（*precession*）的現象。若將佛科擺掛在北極，則由於地球的自轉，站在地面上的觀察者將看到擺動面以順時針之方向（即與地球之轉動方向相反）每天旋轉一次。若佛科擺掛在緯度爲 λ 的北半球上，振動面轉動的方向雖仍爲順時針，但其週期將變爲 $1/\sin\lambda$ 天。如果佛科擺掛在南半球，則其擺動面以反時針方向進動，與北半球之進動方向相反。

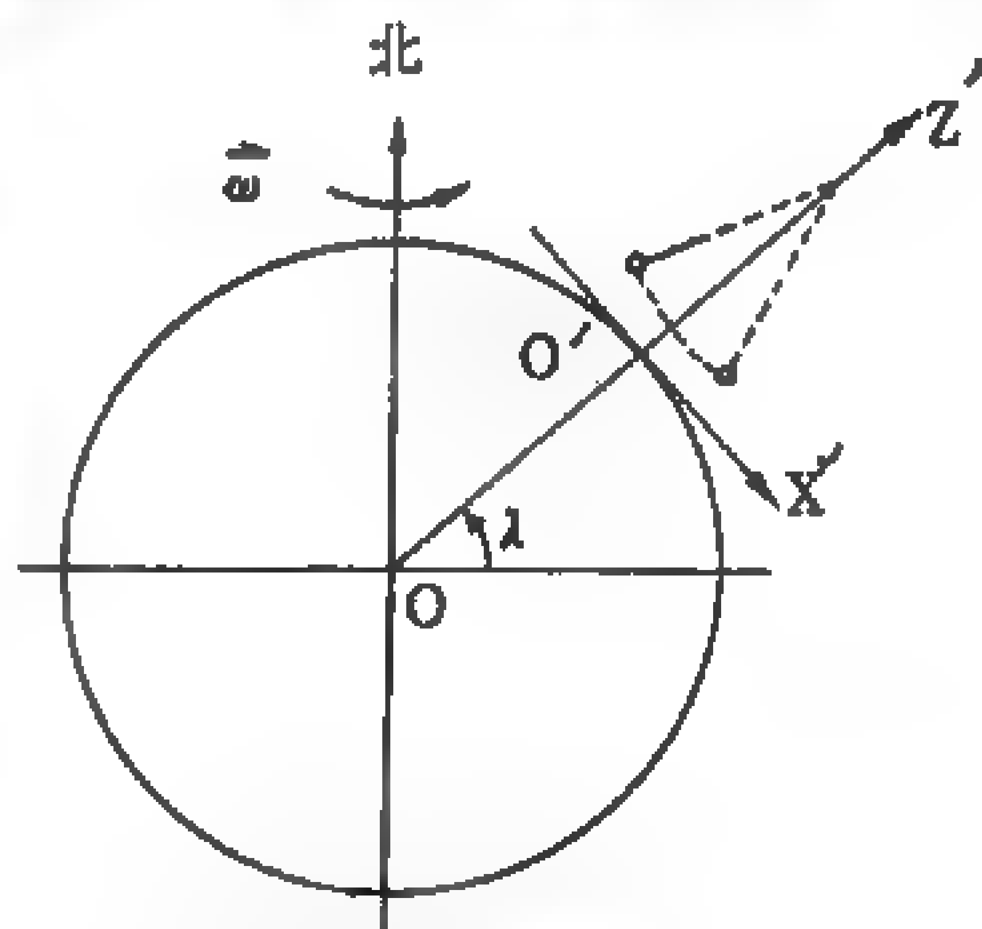


圖 7 — 11　佛科擺

這些現象都是因爲固定在地面上的參考系爲轉動坐標所引起的。現在我們簡單地分析佛科擺進動的原因。設一單擺懸掛在緯度爲 λ 的北半球上；固定於地面的參考系的 X' 軸向南方 Y' 軸指向東方，而 Z' 軸則鉛垂向上（如圖 7 — 11）。地球自轉的角速度向量 $\vec{\omega}$ 可被分解成

$$\vec{\omega} = -\omega\cos\lambda\vec{i}' + \omega\sin\lambda\vec{k}'$$

因爲單擺的振幅很小，故擺錘大致在 $X'Y'$ 平面（即水平面）上運動，

即擺錘沿 z' 方向的速度分量與其水平分量比較時可以略而不計。因此，擺錘的速度約爲 $\vec{v}' \simeq \dot{x}'\vec{i}' + \dot{y}'\vec{j}'$

擺錘所受的科里奧利力（*Coriolis force*）則爲

$$-2m\vec{\omega}\times\vec{v}' \simeq -2m(-\omega\cos\lambda\vec{i}'+\omega\sin\lambda\vec{k}')\times(\dot{x}'\vec{i}'+\dot{y}'\vec{j}')$$

$$= 2m\omega\sin\lambda\dot{y}'\vec{i}' - 2m\omega\sin\lambda\dot{x}'\vec{j}' + 2m\omega\cos\lambda\dot{y}'\vec{k}' \quad (1)$$

上式等號右邊最末項是在 Z' 方向，故與振動面的轉動無關；但是第一及第二項則在水平方向而與振動面垂直，科里奧利力的這一分量才是使振動面轉動的原因。當擺錘由東向西運動時，施於擺錘的科里奧利力的水平分量爲向北方，即向運動方向的右方，故其路徑稍向北偏，如圖 7—12 內之 AB' 軌跡。當這擺錘由西向東運動時，科里奧利力的水平分量則向南，其路徑如圖內之 $B'A'$ 曲線。因此，擺錘振動一次後並不回到原來的出發點 A，而是稍微向南移到 A' 點，即振動面稍微依順時針方向轉至 A' 位置。擺錘繼續振動時，這種振動面旋轉的現象一直存在，故平均而言振動面以等角速度依順時針方向轉動。佛科擺在南半球的進動原因與上面所解釋的相似。這時振動面依反時針方向旋轉，如圖 7—12(*b*)。佛科擺進動的角速度可用下法算出。我們只考慮在北半球的情形。當擺錘由 A 點移到 B' 點時，其位置與時間的關係約爲

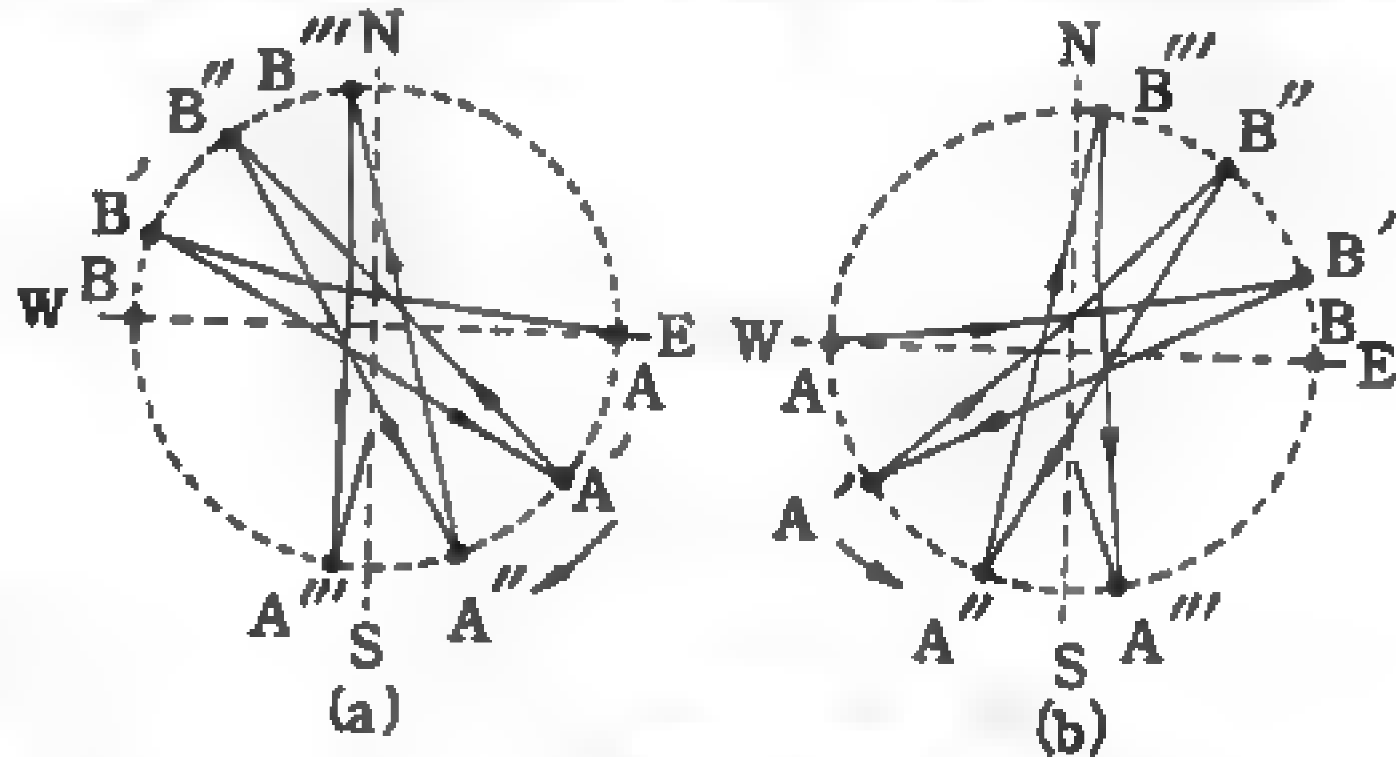


圖 7—12　佛科擺進動之情形

$$y' = A\cos\omega_0 t \qquad \omega_0 = \sqrt{g/l}$$

A 爲擺錘的振幅，即爲圖 7—12 內之圓的半徑，ω_0 爲擺錘振動的角頻率（*angular frequency*），l 爲繩子之長度，g 爲重力加速度。將上式對時間微分，即可得擺錘之速度與時間之關係，即

$$y' = -A\omega_0 \sin\omega_0 t$$

因此，擺錘所受之科里奧利力的水平分量可由（1）式求得，即

$$2m\omega \sin\lambda \dot{y}' \simeq -2m\omega A\omega_0 \sin\lambda \sin\omega_0 t$$

x'方向的力除了科里奧利力以外，還有重力的水平分力$-m\omega_0^2 x'$，因此，x' 方向的運動方程式爲

$$m\ddot{x}' + m\omega_0^2 x' = -2m\omega A\omega_0 \sin\lambda \sin\omega_0 t \qquad (2)$$

或

$$\ddot{x}' + \omega_0^2 x' = -2\omega A\omega_0 \sin\lambda \sin\omega_0 t$$

因當 $t=0$ 時，$x'=0$，$\dot{x}'=0$。用這個起始條件去解（2）式得：

$$x' = A\omega \sin\lambda \left[t\cos\omega_0 t - \frac{\sin\omega_0 t}{\omega_0} \right]$$

擺錘由A點行至B'點所需之時間爲 $t=\pi/\omega_0$，這時B'點的位置爲

$$x' = -\frac{A\omega\pi \sin\lambda}{\omega_0}$$

即BB'弧長約爲 $$\widehat{BB'} \simeq \frac{A\omega\pi \sin\lambda}{\omega_0}$$

在這一小段時間內振動面旋轉的角度$\Delta\phi$爲

$$\Delta\phi = \frac{\omega\pi \sin\lambda}{\omega_0}$$

擺動面轉過這一角度所需的時間爲π/ω_0，故其角速度爲

$$\phi = \frac{\omega\pi}{\omega_0}\sin\lambda \Big/ \frac{\pi}{\omega_0} = \omega \sin\lambda$$

這便是佛科擺進動的角速度。因此，佛科擺轉動一次（即週期）所需時間爲$2\pi/\omega\sin\lambda$。因爲$2\pi/\omega$等於一天（ω爲地球自轉之角速度），故在緯度爲λ的地方佛科擺每轉動一次須時 $\frac{1}{\sin\lambda}$ 天。

【佛朗克】（James Franck 1882—1964）

1882 年八月二十六日生於德國漢堡猶太家庭，在海德堡及柏林大

學受教育，先後在柏林大學凱薩威廉物理化學研究院及哥丁根大學任教。1914 年在柏林大學與赫茲用電子流撞擊原子，證實波爾的原子理論，並提供測定蒲朗克常數的方法，1925 年與赫茲共獲諾貝爾物理學獎。1935 年因不堪德國納粹迫害，移居美國，赴約翰．霍布金斯大學任物理學教授，後轉芝加哥大學，二次大戰期間協助美國政府製造原子彈。1947年爲芝大退休教授，但仍在放射性及生物物理研究所工作，研究光合作用及生物問題中的物理化學。1964 年五月二十一日訪問哥丁根時逝世。

【佛朗克、康登原理】(Franck-Condon principle)

在分子或晶體中，一個電子的躍遷過程非常之快，所以原子核的運動速度實際上在此過程中可視爲零。由於核的位置與速度在電子躍遷時無甚改變，因此，在位能線圖上，我們可以用垂直線代表此種躍遷過程。只有滿足這條件的躍遷，才有相當的或然率，其譜線較強。當雙原子的分子振動時，兩原子核的間隔不斷變動，因此電子躍遷的機率與原子核的間隔有關，所以分子的電子光譜中的振動結構，其譜線強度分佈常有一定規則，稱爲佛朗克、康登原理，其要旨爲在一電子狀態中，若電子的函數與原子核振動的波函數可分離（這是波恩、歐本海默近似法）即

$$\psi = \varphi(x)\chi(q)$$

$\varphi(x)$爲電子波函數，$\chi(q)$爲振動波函數，則電子的躍遷矩$\langle \mu \rangle$決定譜線強度，在基態ψ_o及受激態ψ_e間的躍遷矩μ_{eo}爲

$$\mu_{eo} = \int \psi_e ex \psi_o \, dxdq$$

$$= e\int \varphi_e(x)\, x\varphi_o(x)\, dx \cdot \int \chi_e(q)\, \chi_o(q)\, dq$$

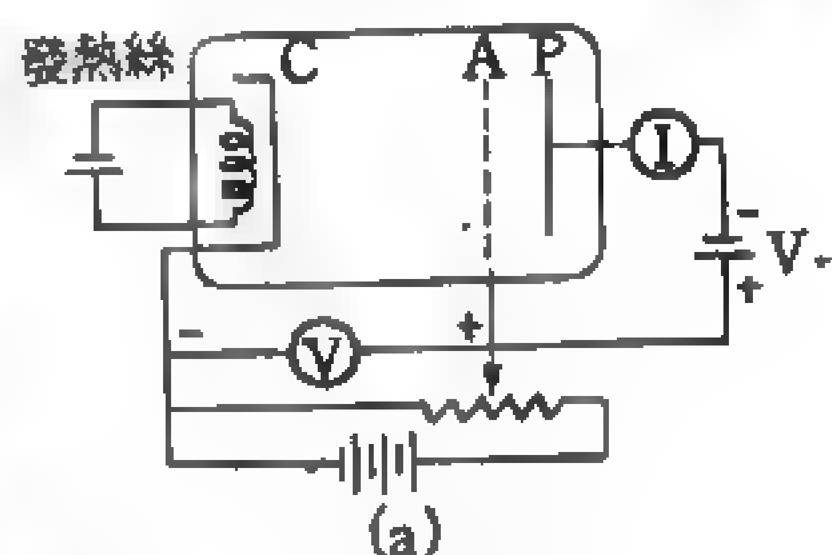
上式右邊第一積分因子稱爲電子躍遷矩，決定整個電子光譜帶的總強度。第二積分因子爲佛朗克、康登積分或重疊積分（*overlap integral*），表示基態中振動波函數與受激態中振動波函數的重疊程度。重疊積分

值越大，表示基態與受激態中原子核位置愈相近，則躍遷機率即其強度亦愈高。此原理圓滿解釋雙原子分子及多原子分子光譜中強度分佈的情形，並顯示激發態中分子結構與基態中相差的程度。

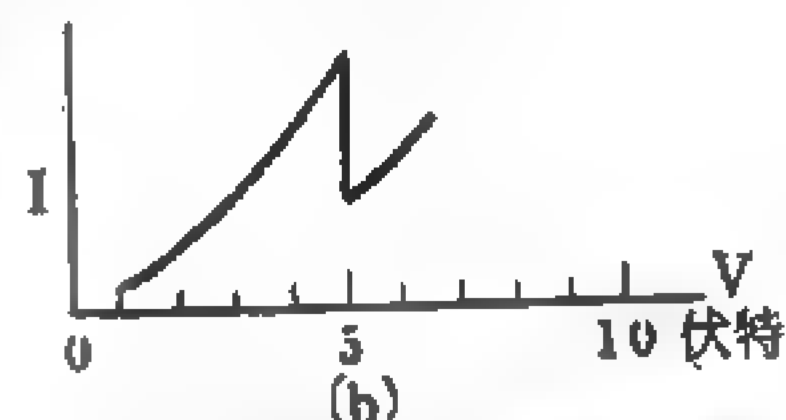
【佛朗克、赫茲實驗】(Franck - Hertz experiment)

自由原子於吸收外來的能量後，能由原先的最低能態或基態轉變至較高能態的受激態，甚或使原子外層的電子因而逸出，形成離子。

在1941年佛朗克（*J.Franck*）與赫茲（*C.Hertz*）以電子轟擊汞原子，使其受激成功。使波爾(*N.Bohr*)的原子能態量子化的理論得以證實。圖7—13(*a*)爲佛朗克與赫茲所用儀器的略圖，其構造略似一三極管，管內爲低壓水銀蒸氣，由陰極C所發射的熱電子受到屏極上正電壓的吸引，加速向右運動，在柵極A上加一小正電壓，使AP間的電位差不至太大。當加速電壓V不太大時，電流表I上讀出的電子流量隨V增加而增加。當$V = 4.9$伏特時，電流值突然下降，顯示當電子的動能爲$4.9eV = 7.85\times10^{-12}$爾格時，電子的動能完全爲汞原子吸收，汞原子因而達到受激態。失去動能的電子不能穿過A達到P。圖7—13(*b*)爲實驗的結果。佛朗克與赫茲的實驗不但證實波爾的理論，同時也提出一個直接量度原子量子態能量差的方法。



(a)



(b)

圖7—13

佛朗克、赫茲實驗所量得的電流隨電壓不同而改變的情形。

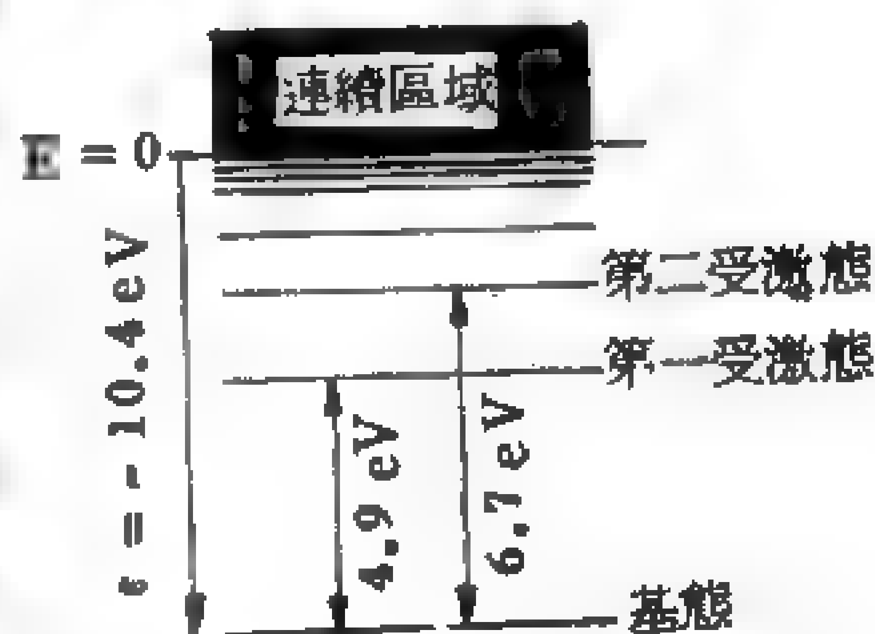


圖7—14　簡單的汞原子能階圖

【佛萊銘右手定則】(Fleming's right hand rule)

導線在磁場運動時，切割磁力線，導線內會產生感應電流。磁場方

向、導線運動方向及感應電流方向三者可由佛萊銘右手定則求得。卽將右手前三指伸直，互相垂直(見圖7—15)，以食指指磁場方向，拇指指導線運動方向，中指則指示感應電流的方向。發電機係以磁生電，常應用此右手定則，故又稱之爲發電機定則。

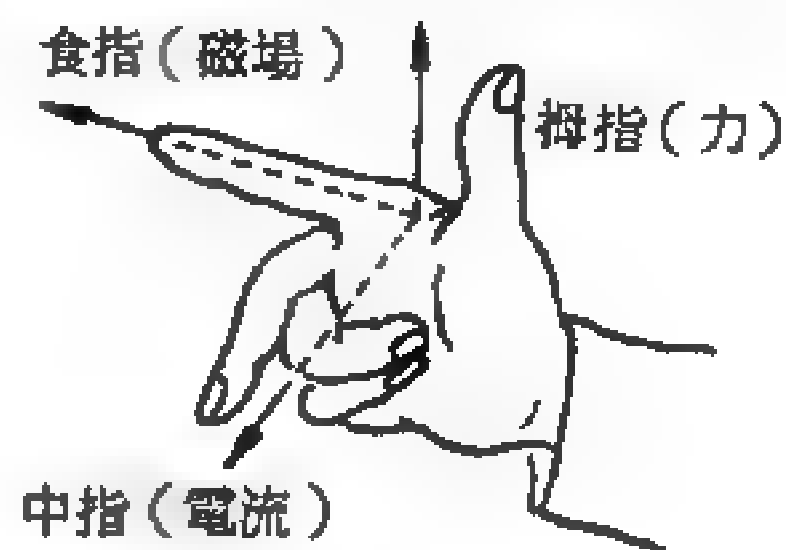


圖7—15
佛萊銘右手定則

【佛萊銘左手定則】(Fleming's left hand rule)

將通有電流的導線置於磁場中，則導線受一力作用，而沿力的方向運動。此力與磁場及通入電流的方向有關，可以佛萊銘左手定則表示。卽將左手前三指伸直，互成直角(見圖7—16)，食指指磁場方向，中指指導線中電流方向，拇指則指導線受力的方向。

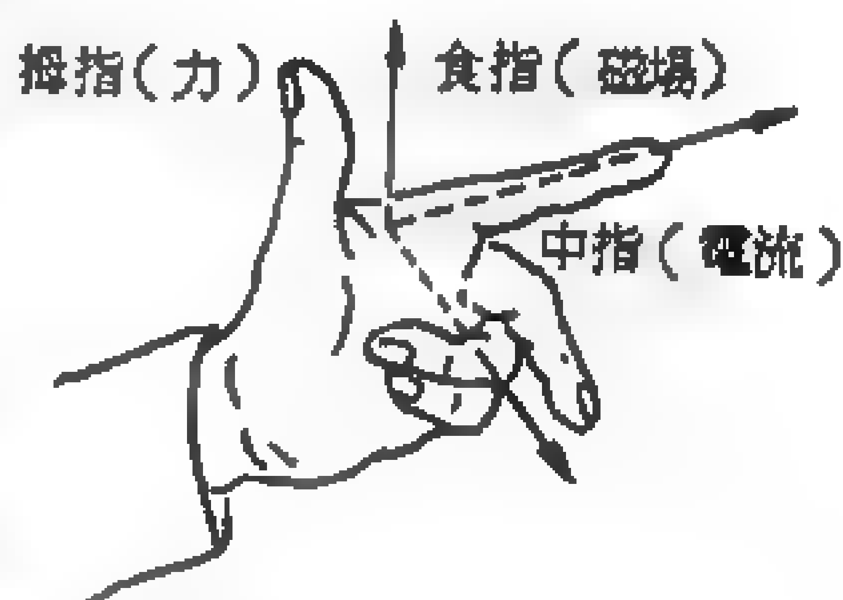


圖7—16
佛萊銘左手定則

佛萊銘左手定則可應用於電動機上。

【佛蘭克】(Ilya Mikhailovich Frank 1908 -)

蘇俄理論物理學家，莫斯科大學物理學教授，長於原子核理論及光學，並以研究中子及自 γ 射線成對產生電子、正電子而馳名。1937 年與他木(*I·E·Tamm*)以古典電動力學爲基礎，發展理論解釋契忍可夫(*Cerenkov*)輻射效應(1934年由契忍可夫發現)，因此貢獻與他木及契忍可夫共獲 1958 年諾貝爾物理學獎。

【伽】(Gal)

卽重力加速度之單位。

【伽立略】(Galileo Galilei 1564—1642)

義大利天文學家及物理學家，近代實驗科學的先驅者。1564 年二

月十五日生於比薩（*Pisa*）。十七歲被父親送入比薩大學習醫學及亞里斯多德的哲學，兩年後無意中發現擺的等時性，他在比薩大教堂中用脈搏來測量，發現吊燈擺動時不論擺幅大小，其往復一次的時間總是一樣。1586年研究阿基米德原理，設計準確測定固體比重的天秤，因而揚名義大利。當時一般人相信亞里斯多德的理論，以為重物下墜較快，伽立略由實驗發現不同重量的物體以相同的加速度下墜，傳說（但無確實根據）他在比薩斜塔上公開以實驗使別人信服。又證明物體在空中的路程是拋物線，但亞里斯多德的信徒強烈反對他，1591年被迫離開比薩大學，回到佛羅倫斯。1609年六月荷蘭人發明望遠鏡的消息傳到威尼斯，伽立略立即自製一具3倍放大率的望遠鏡，最後改良到32倍。他親手製成數以百計的望遠鏡，以應全歐的需求。利用自製的望遠鏡，發現了月亮上有山脈，及銀河是由許多星體組成。1610年元月七日發現木星的四個衛星，不久再發現土星環和太陽黑子，並由黑子的由東向西移動斷定太陽的自轉。伽立略的發現有力地支持哥白尼的天文系統，並增加個人名譽，但教會和相信地球固定不動的學者強烈反對他。1616年二月羅馬教廷正式宣佈以地球為世界中心，地球繞太陽轉的學說是邪說，不久教宗保祿五世召伽立略去羅馬，命令他不得"堅持、講授或辯護"被認為是異端的邪說，他答應服從。三個月後回到佛羅倫斯。1623年十月發表一篇有關彗星的論文，但觀點不正確。1630年完成名著"兩學派的問答"（*Dialogue on the Two Chiefsystems of the World*），書中有三人在爭論，一人支持哥白尼系統，一人支持托勒密，另一支持亞里斯多德，此書延至1632年元月才在佛羅倫斯發行，受到全歐的讚揚。1636年完成"力學和運動兩種科學的問答"一書，將以前的實驗結果和領悟而得的力學原理記錄成書，這是伽立略最重要的著作，1638年在荷蘭來登發行後，引起廣泛的注意。1637年由望遠鏡發現月球的擺動，數月後即因目疾而盲目。失明後仍然工作，並想出

如何應用擺以調節鐘錶， 15 年後荷蘭物理學家惠更斯終於實現了他的想法。伽立略又對兩位學生維維安尼（*Viviani*）和托里拆利（*Torricelli*）（眞空的發現者）口述他對衝擊的理論。1642年元月八日逝世，但另一偉大科學家牛頓於同年誕生。

【伽立略之不變假說】（Hypothesis of Galilean invariance）

伽立略之不變假說爲：若兩參考坐標系作等速相對運動，則此兩坐標系的基本物理定律的形式是相同的。或者說，兩觀察者作等速相對運動時，他們所觀測到的物理現象必定相同。

至目前爲止，未曾發現過任何物理現象與這一假說相衝突；因此這一假說也可稱爲伽立略不變原理（*principle of Galilean invariance*）。

根據牛頓的時空觀念，只要質點的速度比光速小很多，則伽立略的時空變換在物理學的任何部門裏，都可適用。因此伽立略不變原理也可寫爲“基本物理定律經伽立略變換後其形式不變”。

伽立略不變原理最主要的應用是它侷限已經發現或未發現的物理定律的形式，因此可用它來判斷一則物理定律是否完善。

【伽立略不變性】（Galilean invariance）

伽立略不變性是牛頓力學裏的一個重要觀念，它是說：若兩個觀測者分別站在以等速度作相對運動的兩個慣性系統（*inertial system*）內，則對同一種力學現象的觀測，他們會得到相同的結論。也就是說，兩觀測者所寫出的力學定律（*mechanical law*）應有相同的數學形式。簡單地說，即力學定律的數學形式經伽立略變換（*Galilean transformation*）後應不變其形式。

因爲伽立略變換所涉及的只是時間與空間的結構，而任何物理現象皆發生在這時－空的結構內，因此物理學家們相信，不只力學現象有伽立略不變性，而且任何物理現象亦應有伽立略不變性。

十九世紀末期，由於馬克士威（*Maxwell*）在電磁學上的輝煌成就，使人們了解光的現象，且由著名的馬克士威方程式（*Maxwell equation*）可以很精確地推測出光對靜止觀測者的速度 c 。很自然地，有一個問題立即發生，電磁現象是否也具有伽立略不變性？

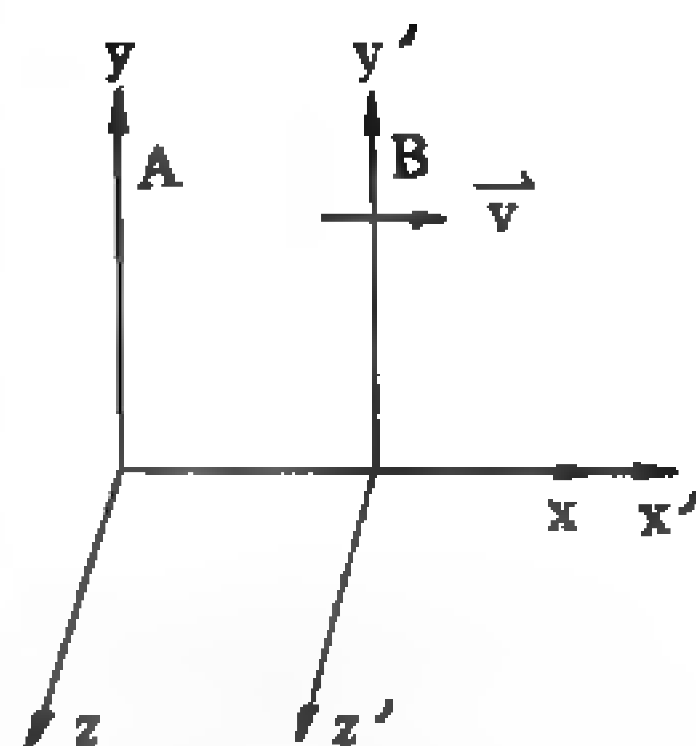


圖 7 — 17
有相對運動的慣性系統

這個問題非常基本，而且也非常重要，因爲假如電磁現象不適於伽立略不變性，除非馬克士威方程式不正確，否則整個物理學的基本時 - 空觀念即有重新考慮的必要。

如圖 7 — 17，設慣性系統 B 對慣性系統 A 的速度爲 $\vec{v}$ ，兩坐標系統的坐標軸互相平行，而 $\vec{v}$ 指向 $+x$ 的方向，則伽立略變換式爲

$$x' = x - vt$$
$$y' = y$$
$$z' = z$$
$$t' = t$$

經過複雜的計算後，馬克士威方程式並非不變（*invariant*），而且由此方程式所推測的光速在兩系統內並不相同，如果在 A 的光速爲 $\vec{c}$ ，則在 B 爲 $\vec{c}-\vec{v}$，在此我們可以看出，在兩個有相對運動的慣性系統內看到不同的電磁現象，這對伽立略不變性的觀念是一個致命的打擊。

但十九世紀的物理學家們提出了一個似乎很合理的解釋，以保持伽立略不變性的觀念。他們說：由馬克士威的學說，光是一種波動，因此需要有一種傳遞波動的介質，此介質爲無質量但有彈性的東西，稱爲以太（*ether*）。而馬克士威方程式只適合於對以太是靜止的坐標系統，也就是說，若有觀測者對以太是靜止的話，則其觀測到的光速爲 $\vec{c}$ ，但若觀測者對以太有一相對速度 $\vec{v}$ ，則由於速度相加的原理，因此其所觀

測到的光速爲$\vec{c}-\vec{v}$。因爲對運動的觀測者而言，整個介質並非靜止，因此他所觀測到的電磁現象必不同於靜止的觀測者，所以馬克士威方程式在兩系統中的數學形式當然不同。

以上的解釋皆爲合理，但是它的關鍵在以太（尤其是靜止的以太）是否存在，這只有由實驗才能證明。

【伽立略加速度變換】（Galilean transformation for acceleration）

設兩參考坐標系S及S'之坐標軸互相平行，且S'坐標以$\vec{V}$的等速度沿x軸對S坐標運動，則$\vec{v}'=\vec{V}-\vec{v}$，其中$\vec{v}'$爲在S'坐標上量得的質點速度，$\vec{v}$爲在S坐標上量得的質點速度。

將式$\vec{v}'=\vec{V}-\vec{v}$對時間微分之，可得質點對兩坐標系的加速度間的關係，即

$$\frac{d\vec{v}'}{dt}=\frac{d\vec{V}}{dt}-\frac{d\vec{v}}{dt}$$

因$\vec{v}$與時間無關，故$\vec{a}'=\vec{a}$。此式亦可分解爲三個速度分量，即

$$\vec{a}_x'=\vec{a}_x$$
$$\vec{a}_y'=\vec{a}_y$$
$$\vec{a}_z'=\vec{a}_z$$

此關係式稱爲伽立略加速度變換。

所以根據伽立略變換，在相對等速移動中，一質點的加速度，對所有觀察者而言，均爲相同。這就是說一質點的加速度，與觀察者的運動無關；換言之，當由一參考系轉移至另一參考系時，而此一參考系相對於前一參考系作等速移動則其加速度保持不變。

伽立略變換式代表了古典物理的時空觀念，伽立略變換爲古典力學中的變換，與相對論中的羅倫茲變換有別。因此僅適用於質點的速度遠較光速小，及質量比一原子大很多時。而牛頓力學中，物體運動的速度

是較光速小了很多，質量亦比一原子大很多，所以在牛頓力學中，伽立略變換式是可以應用的。而在近代物理裏對於質量小、速度快的質點，伽立略變換式就不能適用。因此在近代物理的時空觀念，就以羅倫玆變換式爲代表，在羅倫玆變換中，若質點速度遠小於光速則非常接近伽立略變換，所以可以將伽立略變換視爲羅倫玆變換的近似值。

【伽立略坐標系】（Galilean frame）

使物體的相對運動遵守慣性定律的坐標系稱爲伽立略坐標系。牛頓力學中的定律，只能適合於伽立略坐標中。在此坐標系中，固定星座對這個坐標系的相對運動不爲一圓。

設兩慣性坐標系 S 、S'有一相對速度 V（如圖 7 — 18），在 S'坐標系內一定點 P，對 S 坐標系中的觀察者的瞬時位置爲 $\vec{r} = \vec{r'} + \vec{V}t$

凡是將相對位置寫成這種形式的慣性坐標系，即爲伽立略坐標系。在這種坐標系中，時間 t 被認爲是絕對的物理量，它不隨坐標系的任何相對速度而發生變化。

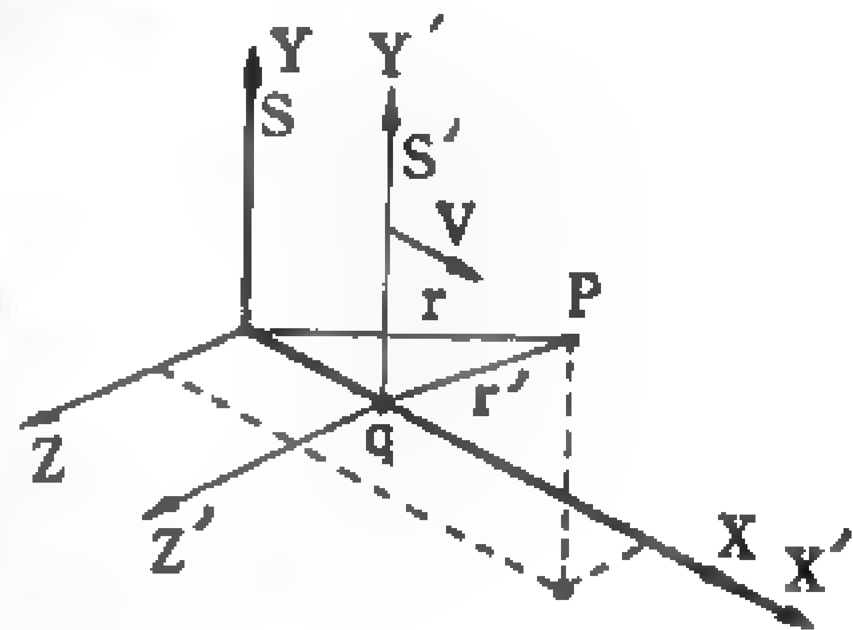


圖 7 — 18

【伽立略坐標變換】（Galilean transformation for coordinates）

詳閱"伽立略變換（*Galilean transformation*）"條。

【伽立略空氣溫度計】（Galilean air thermometer）

伽立略空氣溫度計如圖 7 — 19 所示，係由一內含空氣之圓球 K 及一水壓計 M 所組成。乃是利用封閉在 K 中的空氣壓力與空氣體積的變化，而來測定溫度變化的。但是又因爲外界空氣壓力的變化，即使是在外界溫度不變的情形下，亦能影響壓力計空管中水面的位置，因此伽立略裝置同時又可說是一種氣壓計。由於這個原因，所以我們不能從伽立略裝置中的壓力變化，立刻就讀出相當正確的溫度變化。

其使用方法爲，首先將壓力計的空管，浸入一水瓶中，並將圓球加熱，使其中的空氣向外膨脹而吹出氣泡。冷卻以後，便有水從瓶中升入空管，並於室溫下在管中留下一定的高度。如果溫度增高，K中的空氣就會向外擴張，並將M中的半月形水面壓向下方，由此可見K中的空氣壓力乃隨著溫度的升高而增大。如果外界溫度降低，則M中的水面便會上升，這是因爲K中的空氣壓力降低了的緣故。

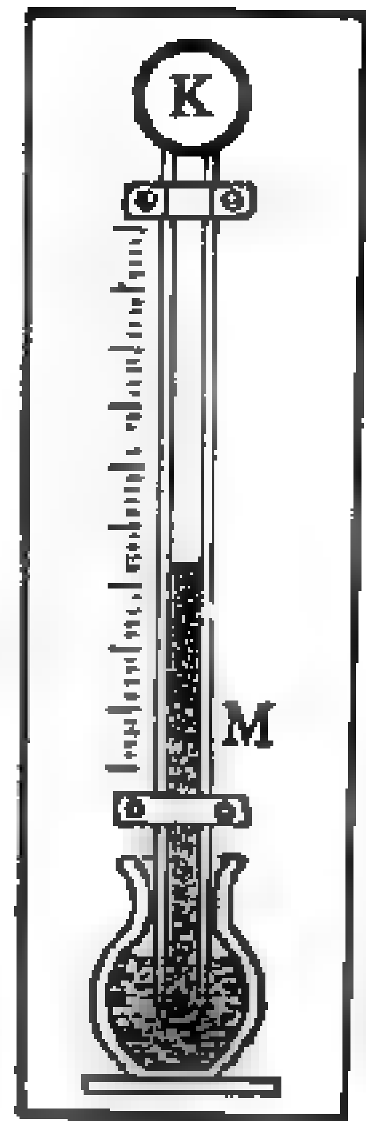


圖7—19

伽立略空氣溫度計

【伽立略速度變換】(Galilean transformation for velocity)

詳閱"伽立略變換 (*Galilean transformation*)"條。

【伽立略望遠鏡】(Galilean telescope)

即物鏡用凸透鏡，目鏡用凹透鏡所構成的望遠鏡稱爲伽立略望遠鏡。

由物鏡所得的倒立實像未成像前放置凹透鏡，由於通過凹透鏡的光不交在一點而散開，這種光線入眼睛時，會把光線向相反方向延長，形成放大的正立虛像。

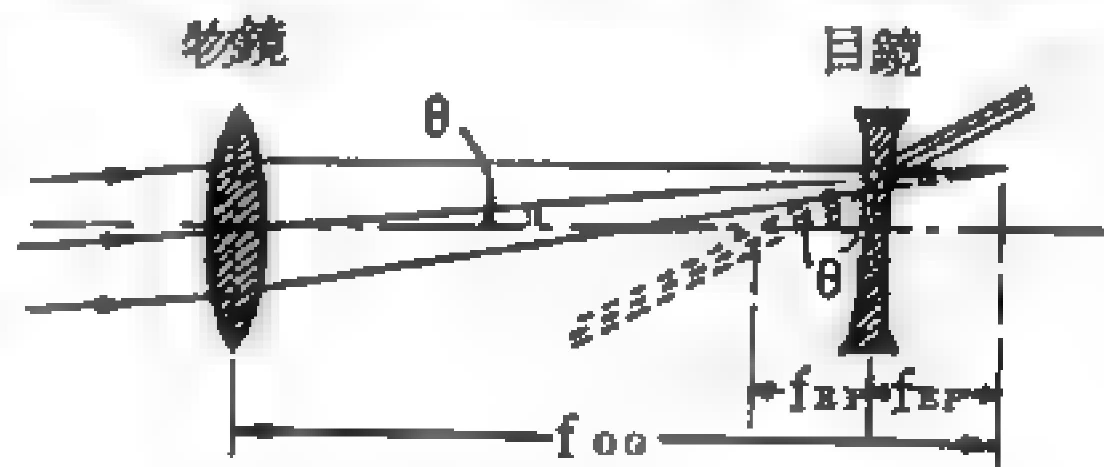


圖7—20

在伽立略望遠鏡中之光線路徑

所看到的像是正立而明亮，但有視界較狹，放大率不大的缺點。在伽立略望遠鏡中形成放大物像之圖解說明方式參閱圖7—20。

$$\text{放大率}=\frac{\text{經望遠鏡所見物像之角度}}{\text{肉眼所見物標之角度}}$$

$$=\frac{\theta'}{\theta}=\frac{h'/f_{EP}}{h'/f_{OG}}=\frac{f_{OG}}{f_{EP}}$$

【伽立略變換】(Galilean transformation)

假設二觀察者O及O'，彼此相對於對方作等速移動（*uniform trànslation motion*）。亦即二者並未作相對轉動。因此當觀察者O看到觀察者O'以速度$\vec{v}$運動時，則O'看到O係以 $\vec{v}$的速度運動。例如，當一觀察者站立在一車站的月臺上，另一觀察者坐在一正沿直線通過月臺的火車上，比較二者同時對上空一飛機的飛行所作的描述。

為簡單計，令X及X'軸沿相對運動的方向線（圖 7—21），Y, Z及Y', Z'軸彼此相互平行，因無相對的轉動，所以坐標軸將始終保持平行。於是$\vec{v}$乃平行於X軸。在$t=0$時，假設O與O'重合，因此，當以$\vec{v}$代表它們的不變的相對速度時，可書

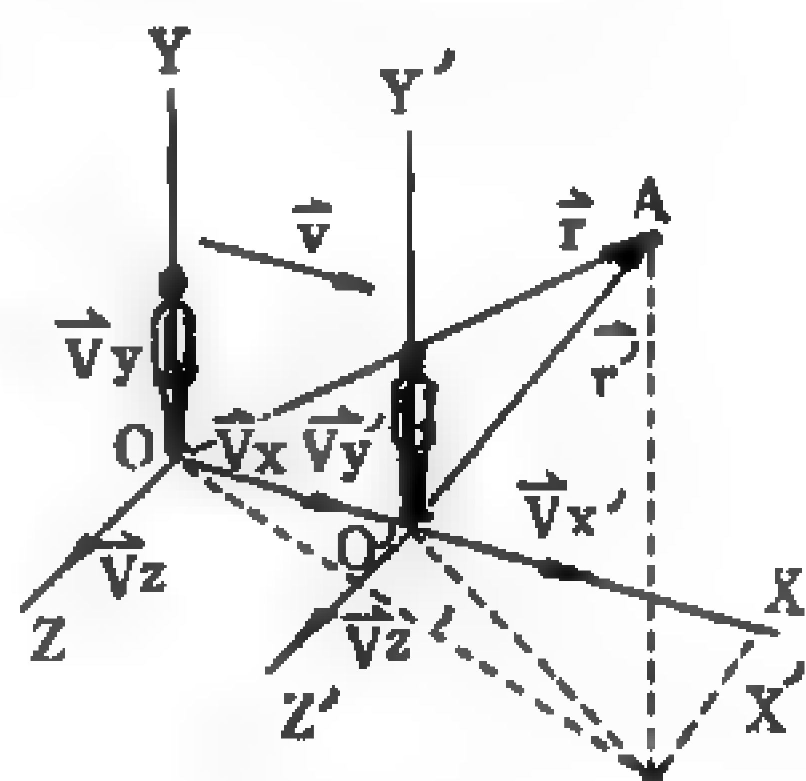


圖 7—21
在等速相對移動中之參考

$$\overrightarrow{OO'}=\vec{v}t$$

今設一質點位於A，則

$$\overrightarrow{OA}=\overrightarrow{OO'}+\overrightarrow{O'A}$$

因 $\overrightarrow{OA}=\vec{r}$ 及 $\overrightarrow{O'A}=\vec{r}'$

由O及O'觀察A的位置其向量間之關係式是

$$\vec{r}'=\vec{r}-\vec{v}t$$

此一向量式可分解為三個分量，因為$\vec{v}$係與$\overrightarrow{OX}$平行，所以

$$x'=x-vt$$
$$y'=y$$
$$z'=z$$
$$t'=t$$

這種關係式稱為伽立略變換。此中$t=t'$，是在強調兩觀察者所使用的時間長短相同，換言之，時間的量度不受觀察者相對運動的影響

因$t'=t$，在圖中A相對於O及O的速度各為

$$\vec{V}=\frac{d\vec{r}}{dt} \quad 及 \quad \vec{V}'=\frac{d\vec{r}'}{dt} \qquad 則 \qquad \frac{d\vec{r}'}{dt'}=\frac{d\vec{r}'}{dt}$$

將 $\vec{r'}=\vec{r}-\vec{v}t$ 式，對時間微分，因 $\vec{v}$ 為一常數，故得

$$\vec{V'}=\vec{V}-\vec{v}$$

此式可分解為三個速度分量，因 $\vec{v}$ 係與 $\overline{OX}$ 平行

則

$$\vec{V}x'=\vec{V}x-\vec{v}$$
$$\vec{V}y'=\vec{V}y$$
$$\vec{V}z'=\vec{V}z$$

此關係式稱為伽立略速度變換。

【佈線圖】(Wiring diagram)

亦稱接線圖，表示儀器中各個元件的位置、結構、大小及全部接線的位置圖。

【但普斯特質譜儀】(Dempster mass spectrometer)

詳閱"質譜儀 (*Mass spectrometer*)"條。

【伸長】(Elongation)

指物體受力時而在受力方向上有長度變長之現象。拉橡皮時卽有伸長的現象。



圖 7 — 22 伸長

【伸長彈性】(Elasticity of elongation)

固定金屬棒或金屬線之一端，以砝碼繫於他端，則其棒或線延長，其延長之度，與所加之引張力及其物質之彈性率有關係。

【似星體】(Quasi-stellar objects)

似星體的問題是在 1960 年才出現的。其位於無線電源（大部分無線電源不是星系就是銀河系內高熱氣體的擴展區）且又與其他星球不同，故最初稱為似星源或似星無線電源，魁煞（*quasar*）一解也用作它的渾名。後又發現一群不列為無線電源但在多方面類似於似星源的物體，稱之為似星星系（*quasi-stellar galaxies*），也列為似星體內。

似星體的特徵為，體積甚小，為輻射能的強發射源和遙遠的距離。它們之中有許多在亮度上和無線電輸出上是呈變動狀態的，變動的週期，有

數月、數星期、甚至數日。

似星體具有寬而弱的發射譜線（*emission lines*）。在這些光譜上定出的元素有氫、氦、碳、氧、氮、氖、鎂、矽、氬和硫。某些光譜也顯現出吸收譜線（*absorption lines*），這指出在發射源和我們的星系間有較冷的物質存在，致使輻射遭到吸收，這種吸收物質的位置有助於決定似星體是否在“宇宙論”的距離。

由於似星體的光譜所發出光的波長偏移向紅色，即光有紅位移，而推斷出它是在後退的，而後退的速度和最遠的銀河系差不多。這是定得出的，因為當各化學元素燒至白熱時，就在一系列的特徵波長上放光。若在奔離我們而去的星球或其他天體上有發光的元素，這些特徵波長就有增長的現象。反之，若星體朝向觀察者運動，波長就減短，因而偏移向光譜的藍端。至今，還沒有一個似星體具有藍位移。假如能測到藍位移，則這些怪物體的神秘性將迎刃而解。

假若紅位移的成因不是因物體以高速退離，那就是因為光是在超乎尋常之強大的重力場中放出的。第二個可能性是由廣義相對論得出的，它預言輻射在重力場中逸出時必作功，因而增加了波長。造成這樣大的紅化（*reddening*）所需的重力場，在太陽的全部質量縮至數公里直徑時方能達到。而在這種情形之下，重力場必大得使粒子的半徑壓縮得非常小，這種現象稱為重力崩陷。在解釋測得的似星體紅位移時，重力崩陷有兩個主要理由不能令人滿意。第一，這一現象的持續時間太短。第二，物體的密度需要比光譜證據所指出的每立方厘米 10^4 到 10^7 個粒子，大很多。

因此，紅位移似乎肯定的表示了，似星體是退離我們而去的。而似星體紅位移的大小是隨它們的距離而增加。威爾遜山的赫伯（*Edwin P. Hubble*）和侯梅生（*Milton L. Humason*）的一項先驅性研究指出，星系紅位移的大小隨它們的距離而增加，於是我們明白，星系奔

離我們，也彼此奔離，而奔離卻是整個宇宙膨脹的一個現象。奔離的速度和離我們的距離成正比，速度－距離關係中的比例常數便稱爲赫伯常數。我們所知最遠的星系（無線電星系 3C 295）顯示 46% 的紅位移，這表示它約在五十億光年以外。

【似靜態變化】（Quasi-static change of state）

只允許物體狀態時時刻刻稍微離開平衡狀態而進行變化時，稱爲似靜態變化，亦稱準靜態變化。例如，將手掌上的物體用極緩慢的速度提高；將活塞極緩慢地提上與推下而使唧筒內氣體膨脹或收縮；或使溫度相差極微小的物體接觸於另一物體，而使其間產生熱的交換等。

理論上想像這種變化，就可代替可逆變化。

【作用】（Action）

一動力學系統的作用就是該系統的總動量之空間積分。例如以 m_i、$\vec{r}_i$ 及 $\vec{v}_i$ 表示系統中第 i 個質點的質量、位置及速度，系統在空間由 p_1 點移至 p_2 點，則沿其實際路徑所得下述線積分

$$\int_{p_2}^{p_1} \Sigma\, m_i \vec{r}_i \cdot d\,\vec{r}_i$$

之值，便是沿該路徑的作用。若 t_1 及 t_2 爲該系統位於 p_1 及 p_2 的時刻，則該作用積分可化爲 $2\int_{t_1}^{t_2} E_K\,dt$

式中 E_K 爲該系統的動能。

參閱“反作用（*Reaction*）”條。

【作用力方向】（Direction of action force）

物體受力作用之方向，或力施於物體之方向。

【作用線】（Line of action）

從著力點起，依力的方向畫一直線，稱爲作用線。

【低人口區】（Low population zone）

在核裝置物的四周，需要一低人口密度的區域，假設在合理的可能性下，若發生嚴重的意外事件，而要獲得有效的防護，則居民的數目和

密度是很重要的。

【低大氣層】（Low atmosphere）

所謂低大氣層，即自海平面起高到空氣化學成分與海平面有顯著差別爲止。在大約有30公里高度起可查到相當多的臭氧（*ozone*）。選定30公里高的理由是輕氣球能飛達的最高限。低大氣層是多年來氣象學家用氣球探測的對象。在 30及 60公里的大氣除了臭氧存在的區分外，同海平面的差不多。壓力是隨高度減低，溫度則從 220°*K* 起隨高度上升，在 50公里高，溫度爲 270°*K*，但再升高時則溫度又減低，這一區內雖由於宇宙線與大氣的作用關係，每平方厘米中有少數的離子，但整個的講則是中和的。

【低音】（Bass）

聲頻中較低頻率的音響，其頻率約小於 20 赫茲。

【低音控制】（Bass control）

接收機、擴音機或無線電話機，加重低音之控制器。

【低度放射性廢料】（Low radioactive waste）

指那些含放射性物質很少，經過稀釋或簡單處理後，就能夠無害地將它們排到外界的廢料而言。它們的濃度比那些能夠直接排到外界而不生損害的廢料之濃度不得超過一千倍。液態的弱放射性廢料通常是指每一加侖的放射性強度在一微居里以下者。

【低限劑量】（Threshold dose）

引起可偵檢的生物效應所需的最低輻射劑量。

【低能康卜頓散射】（Low-energy Compton scattering）

1954 年葛爾曼（*Murray Gell-Mann*）、戈伯格（*Goldberger*）兩人分別同時提出康卜頓散射的低能理論。他們研究自旋爲 0 或 $\frac{1}{2}$ 的系統（不必是基本粒子）與光子的低能彈性散射，由量子場論中導出其散射幅是：

$$-\frac{e^2}{m}\vec{\epsilon'}\cdot\vec{\epsilon}+\frac{ie^2}{m^2}\omega\left[(2\mu-1)\vec{S}\cdot(\vec{\epsilon'}\times\vec{\epsilon})\right.$$
$$+\mu^2\vec{S}\cdot(\vec{\epsilon}\times\vec{\hat{k}})\cdot(\vec{\epsilon'}\times\vec{\hat{k}'})+\mu\vec{\epsilon'}\cdot\vec{\hat{k}}(\vec{S}\cdot\vec{\epsilon}\times\vec{\hat{k}})$$
$$\left.-\vec{\mu\epsilon}\cdot\vec{\hat{k}'}(\vec{S}\cdot\vec{\epsilon'}\times\vec{\hat{k}'})\right]+O(\omega^2)$$

式中 e 是電荷，$\vec{\epsilon'}$ 及 $\vec{\epsilon}$ 是散射後和前的光子偏振向量，m 是質量，$\vec{S}$ 是粒子的自旋向量，μ 是磁矩，ω 是光子的能量，$\vec{\hat{k}}$ 和 $\vec{\hat{k}'}$ 是沿粒子散射前後的動量方向之單位向量。此處 $O(\omega^2)$ 代表所有 ω 的高次項。此式的最大特點是可推廣到自旋爲任何值的系統，而僅與此系統的電荷和磁矩有關，與系統的內部構造無關。

【低能粒子】（Low energy particle）

凡粒子能量少於 $10KeV$ 者，皆稱爲低能粒子，通常是量它的電荷。如圖 7 —23 所示。

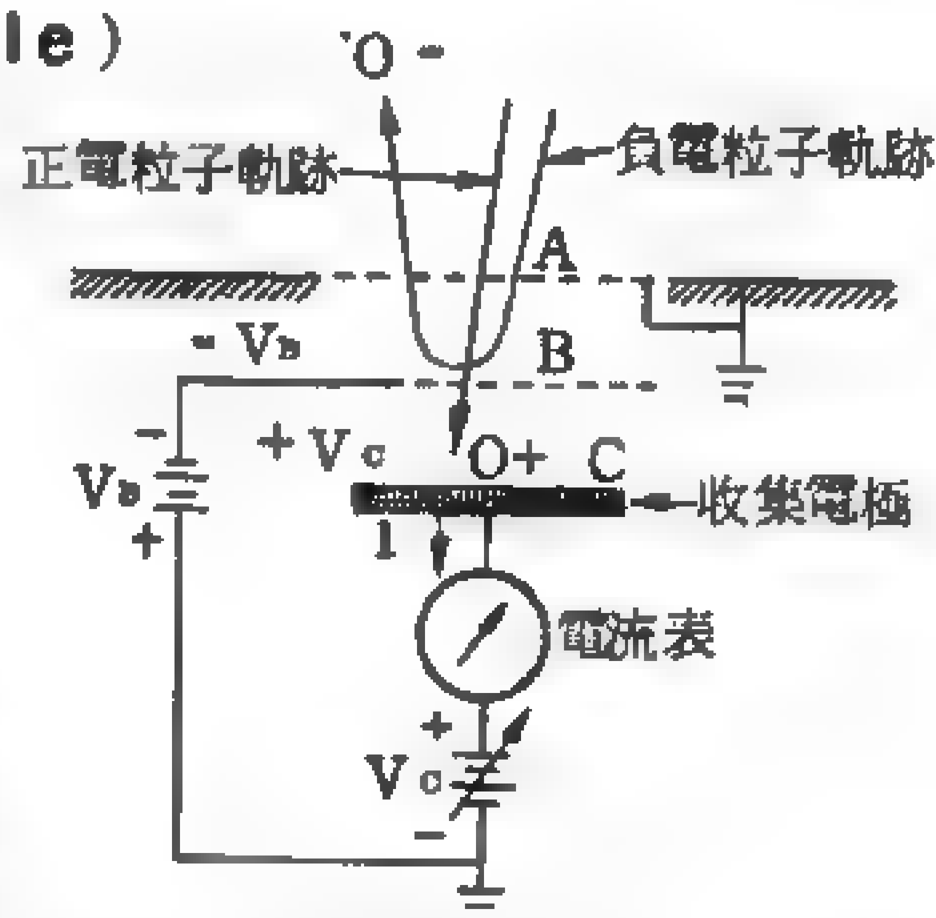


圖 7 — 23
探測積存電荷，量粒子能量的方法簡圖。A 極接地，B 極保持 V_B 負電壓，使負電粒子離開探測器。C 極收集器，有不同的正電壓，正電粒子足夠勝過 C 極電壓時會打到收集器而使電表有電流指示。電流 I 隨電壓 V_C 變。

【低氣壓】（Low pressure）

低氣壓不是指此地氣壓低而言。而是指比周圍的氣壓低，該地的氣壓對其周圍的氣壓說起來就是低氣壓。其中氣壓最低的地方，叫做低氣壓中心。四周壓力較高地方的空氣都會流到中心來，這正好像四周高山上的水都匯集到盆地中心去一樣。

北半球的低氣壓中心附近，風是向中心吹進，爲左旋的旋渦，且吹進來的空氣即向上升，形成上升氣流，通常是天氣不好。

【低通濾波器】（Low-pass filter）

這是由與負荷串聯的電感及與負荷並聯的電容所組成的濾波器。由

於這樣的連接，通向負荷的便只是低頻振盪，高頻振盪則不能通過。界限頻率（截止頻率）濾波器從這個頻率開始將振盪削弱，隨着電感和電容的大小而變化。

【低階分析】（Low level analysis）

量度極低階放射性的材料中所含放射材料量的程序稱爲低階分析。要用敏感的偵檢儀器和良好的屏蔽以消除背景輻射和宇宙射線的效應。

【低溫物理學】（Low temperature physics）

研究低溫時物性變化的科學。低溫物理學的研究對象是在低溫度情況時物體性質的原理。

溫度是熱力學上所謂巨觀性質之一，也就是用以描述系統的整體或平均性質的一個變數。萬物既由原子微粒構成，系統的性質也必定由原子運動而來。由原子運動範圍而開闢出來的疆域，是系統的體積；原子運動時，因與外壁碰撞而不斷改變的動量，形成系統的壓力；原子運動所含有的總動能，就是系統溫度的來源。對物體加熱等於是向系統輸入能量，增加各個原子的平均動能。由此可見，降低溫度正等於減少原子的活動力。溫度的高低當然是相對的：對太空中的波雲來說，一億度是低溫；對固態氦而言，一度已屬高溫。還好溫度有個最低的極限，在系統內的原子活動力低到不能再低時，溫度趨近絕對零度；上述的一億度與一度，所用的溫標正以這絕對零度爲出發點。今日物理學所指的低溫，不超過絕對溫標 3、4 度；因爲氣態氦在一大氣壓力下液化的溫度是 $4.2^{\circ}K$，所以通稱爲液態氦溫度。

溫度代表的既然是系統內原子自由活動的動能，也就是擾亂物體平衡結構的禍端。設在系統內，若只有原子間的相互作用力，而沒有無序的原子運動，系統不是會自行趨向有規律、有秩序的組織，給觀察者帶來多方面的便利？物理研究者在過去一百年間，竭力求取低溫，爲的不外是爭取研究上的便利和準確，將原子動能盡量降低，也就等於將遮蔽

物質構造的障眼物摒棄。雖說低溫反給我們帶來許多意想不到的怪現象，造成短時間的紊亂，這終究不是求得低溫的原意，何況這一番紊亂事實上替我們帶來豐富的新知識，使我們對物性得到更深一層的瞭解。

1877年冬季，法國人蓋勒德（*Cailletet*）液化氧氣成功，這或許可以算是低溫工作的開端。接著別的氣體也逐漸被液化，到1898年連氫氣也被英國人杜而所液化；同時他還製造一套效率極高的保溫儀器。當時被認為最困難、競爭最強的工作，是將氦氣液化；最後的成功出現於1908 年荷蘭人翁奈士（*Kammerlingh Onnes*）的實驗所。液態氦方誕生，就呈現多種令人困擾的怪異特性；譬如說在 2.2 度，它的密度呈一高峯，比熱更呈現一不連續的高峯，這些都表示溫度的變遷引致了物態的轉變，但是液態氦並不在這溫度凝固，顯見這裏出現的是一種前所未見的轉變。在2.2度以下，液態氦可經毛細管暢流無阻，黏滯性全部消失，形成自然界裏絕無僅有的巨觀超流體。繼續降低溫度，除了使這些怪現象更加顯明外，並無其他轉變。直至低溫盡頭，氦仍保持液態；固態之出現，尚須藉外加高壓之力（約25大氣壓力），這又是氦獨有的性質。其實氦有兩種穩定的同位素：^{4}He 和 ^{3}He 。^{4}He 的原子核裏有兩粒質子、兩粒中子，這是通常的氦，也就是上文所說的氦。^{3}He 只有一粒中子，所構成的液體沸點比 ^{4}He 更低，凝固時所需壓力更高，卻全無 ^{4}He 的怪性質；不過 ^{3}He 的性質與通常液體也大不相同。液態與固態氦的實驗研究，數十年來未嘗間斷，至今仍是物理學中的墾拓地區。理論則隨量子物理學而興起，最重要的建樹是個自1950年代的量子多體論。

翁奈士在 1911 年又開發低溫物理學的另一境域，即超導電性。他發覺汞、錫、鉛等金屬，在低溫時呈現態變，電阻突降到無法測定的地步，電子在金屬線內暢流無阻。日後經多人分頭工作，發現除了具磁性的金屬及少數單價或雙價的金屬外，幾乎所有金屬都會在低溫時呈現這種態變。由人工構成的合金，也有多種呈現超導電性的。在外加磁場的

影響下，金屬或合金會恢復其原有電阻，超導電性惟有在低溫與低磁場中才能出現。所謂轉變溫度（*transition temperature*）與臨界磁場（*critical magnetic field*）視系統而異；目前已能獲致的超導體，轉變溫度尚未能超過絕對溫標20度，臨界磁場卻早在 1963 年已可達十萬厄司特之高值。超導體沒有電阻，可輸送高電流而不生熱，是製造電磁鐵的好材料。

液態氦及超導電性是低溫物理學中最具代表性的現象，其原理基於量子力學的原理。氦原子很輕，零度運動甚強；原子間的吸力又微弱，很難自組固體。這類液體的性質，須用量子統計力學計算，可稱爲量子液體。因爲質子、中子和電子的自旋都是半數，^{4}*He*的原子擁有三者各二，總自旋是整數，稱爲波子（*boson*）；量子統計力學的理論是：由波子組成的量子液體，會遭遇動量空間的凝結，使它的熱力性質遭受突變。^{3}*He* 的原子少一個中子，總自旋乃是個半數，稱爲費子（*fermion*）；費米液體雖與通常高溫下的“古典液體”有顯著的差別，卻不遭遇波子式的轉變。金屬及合金中的價電子，組成電子氣。電子雖是費子，但電子藉離子點陣的媒介，相互吸引，組成電子偶；多體論中一個不完全正確但卻很簡明的看法是：電子偶（*electron pair*）是個波子，所以電子氣是變相的波子液體。這兩個例子代表今日低溫理論的方向，至於實際的計算工作，當然十分複雜。

低溫物理學除了協助物性的研究外，還有直接的用途。譬如液態氦是獲取工業上所需低溫的重要材料，超導體又是產生強大磁場的必要材料。此外，在不久的將來，在電子計算機、輸電及以磁場代替滑潤等各方面，尚有極端重要的應用。目前各國政府及工業實驗所，都在盡力尋求在日常溫度下能呈現超導電性的物質，所用到的經驗，當然來自低溫物理學一世紀以來的成就。若這些物質眞的出現，對社會物質文明的進展，必有令人震驚的貢獻，其影響力將不亞於原子能的發現與控制。

低溫物理學的超流動性（*superfiuidity*）和超導性（*superconductivity*）這兩種完全意想不到的現象。前後有 40年，幾乎每一個著名的理論物理學家都努力去瞭解這些“超”（*super*）的性質，對這些問題所做一致的回答及公式的寫成，是近十年來的事。直到今天，雖然科學家和工程師已普遍應用這些可驚的性質，但大部分還僅能用量子力學中抽象的語言來解釋超流動性和超導性的現象。

正因爲低溫學是研究這種“非常的冷”（*uncommon cold*），所以這些“超”性質“不平常”（*uncommon*）到難以相信的地步。在常溫下，你一定不相信一種液體能自山腳流向山頂或流過密閉的欄柵，然而在很低的溫度時，超流體氦（*superfluid helium*）卻有上述的現象。你同樣會感到驚奇，如果家裏的電源斷掉後，你發現仍有電流在線路上流動，超導體（*superconductor*）就是有這種現象。而這些流動的現象並不是“永恆運動”（*perpetual motion*）。

設計低溫度的裝置並不是件特別難的事，但是所有材料的物理性質會有一些改變，這是必須要考慮到的。在機械性質方面，一種最顯著的改變是脆化（*embrittlement*），這作用最好的證明是投一小段橡皮管入液態氮中，然後取出這急速凍結的試樣，摔至地板上，它會裂成碎片。普通鋼在溫度稍微變冷時也會脆化，因此輪船在北極海或北大西洋中行駛，因鋼的脆化往往會發生意外。

另一方面，無磁性的不銹鋼是一種很能承受低溫的優良材料，它可應用在低溫裝置上，鋁銅、青銅和許多其他的合金也是很適合。事實上，上述的大部分材料在溫度變冷時都多多少少會增加其強度，但大部分的金屬在冷卻時會收縮的事實（從 300°K至 4°K的溫度變化，玻璃會收縮0.1％，金屬0.2％至0.4％，大部分的塑膠 1％至 2％）也必須加以考慮。這種收縮是直接導源於分子和原子在低溫時熱運動減少的結果。

【低溫恆溫器】（Cryostat）

氣體在低溫下液化，液化後的物質若不用絕熱的器皿盛裝，片刻即會自行蒸發。任何具有特殊設計，以保持低溫的裝置，可稱為低溫恆溫器。在低溫物理學中最普遍使用的低溫恆溫器，叫做杜而瓶。

【低溫電鍵】（Cryotron）

這是勃克（*Dudley A.Buck*）於 1956 年發明的。它的主要結構如圖 7—24 所示，這個裝置包括用絕緣的鈮（$T_c = 9.1°K$）絲繞成線圈形狀，中間為鉭（$T_c = 4.48°K$）線。把此裝置放在液態氦裏面，保持 $4.2°K$ 左右的溫度，此時兩種導線皆具超導電性，都沒有電阻。一當有電流通過鈮線圈時，就會有磁場產生，以破壞鉭的超導電性，使其具有電阻。電流消失時，鉭又能恢復超導電性。在整個過程當中，鈮一直保持其超導電性，因為鈮的臨界磁場和轉變溫度都比較高。因此低溫電鍵的裝置能借超導性電路來控制並聯的超導電性電路，因此可以用來操作二進制邏輯，甚至於可以用作計算機裏面的記憶單元，使電子計算機的轉換元件運作速率加快。

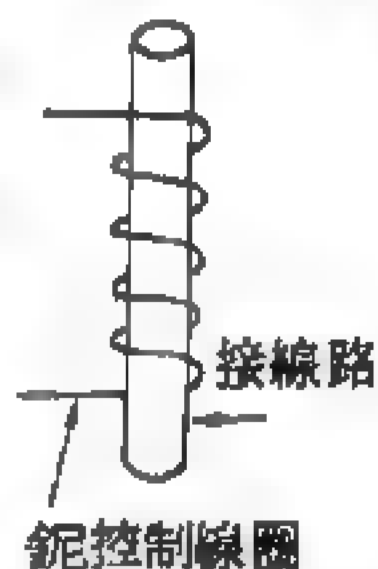


圖 7—24
繞線低溫電鍵

圖 7—25(*a*)示低溫電鍵記憶線路，而圖(*b*)表示其等效電路。等效電路裏的 R 代表低溫電鍵 A 的電阻，其電感可忽略，而 L 代表 B 的電感。當 $R = 0$ 時，通入的電流 I 全數由左邊的線路流過。切斷 I 時，沒有任何住留電流（*persistent current*）存留。但是如果當 I 進入時，我們同時用控制電流使 A 具有電阻，就有部分電流流向 L 其時間常數為 L/R。當 αI 的電流流向 L 之後，再使 $R = 0$，同時切斷 I，則就會有 αI 的電流永遠在線路內循環。因此這個簡單的線路，就可以用來做數字

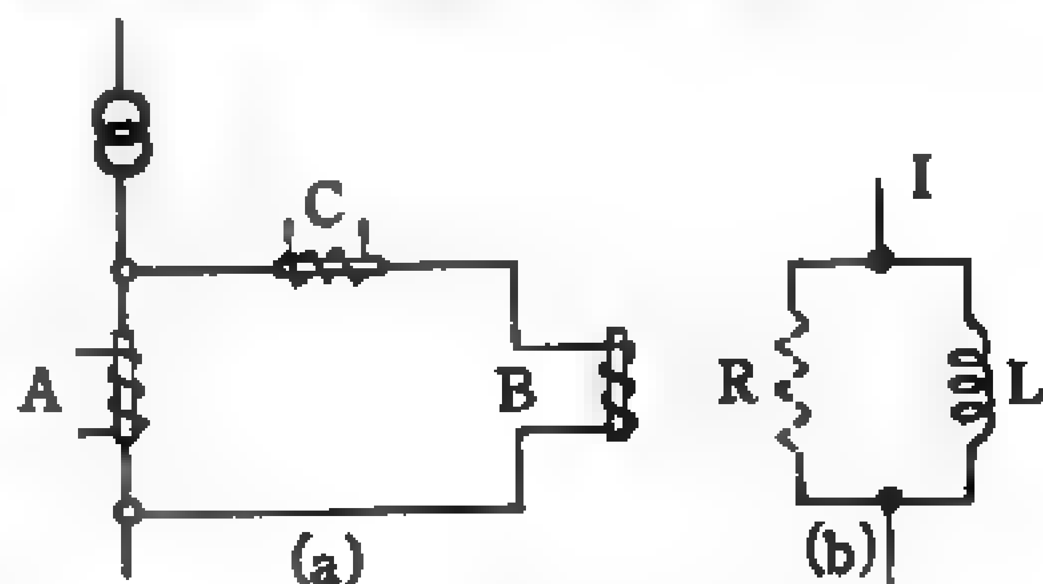


圖 7—25

計算機的記憶單元。

【低溫學】（Cryogenics）

低溫學包括與獲致低溫有關的各種科學及工程技巧。往日獲取絕對溫度（°K）70、80度的溫度以液化氧、氮等氣體，已算難事；所謂低溫，指的是 100°K以下的溫度。今日低溫實驗室中，致取百分之幾度的溫度，已屬尋常，低溫學乃是利用物質的特性以求取及保持低溫。在現代工業及醫學上漸佔重要地位。

低溫學可能牽涉到實際的工程問題，如生產數噸的液態氧供製造高性能的鋼或供引燃火箭的燃料。它可應用到急速冷藏外科手術的組織標本以供醫藥上的研究，冷藏登山者所攜帶的輕量食物，幫助物理學家研究物質的一些最基本性質。為了達成上述目的，低溫學的研究者在低至接近絕對零度（即華氏零下 459 度）百萬分之一度內進行研究工作。

低溫學的發展迄今至少有 75年的歷史。我們知道在常溫下所有物質中的原子和分子都以等速度運動或激變（*agitation*），這種運動通常是原子、核子和電子之間的基本互應作用，降低溫度常可減少這種運動所引起的干擾，因此對低溫學的研究可以增加我們對原子和分子間的作用力、金屬導體和半導體中所流過電流的性質，以及磁力之自然性質的瞭解。

正如研究核子物理學發展了核能電廠，研究固態物理學而有電晶體電視的裝置，今天對低溫學的研究可能導致明天工程上的驚人成就，甚至會有新消費物品的發明。低溫的技術現在已被用來製造超高度眞空（*ultra-high vacuum*），和應用至低溫計算機（*cryogenic computer*），製造高磁場磁鐵（*high-field magnets*）供高能物理和控制熱核熔合研究之用。

低溫學還有許多的用途，它推進工業技術和改善我們的生活。當輻射與物質作用時，物質的結構會顯著地發生變化，過後可能部分會恢復

原狀，部分會改變原子和分子的運動速度形成另一種形式。我們從低溫學的應用，可瞭解這個過程和物質本身的基本性質。

因爲在液態氮所具有的低溫下，可由消除原子和分子的運動回復作用來凍結（*freeze in*)輻射作用，這種研究已可用來對太空探險所需的材料作主要的選擇和處理。因爲太空船周圍的溫度很低，且受強烈輻射帶照射的損害,在常溫下已不可能如在地球上一樣有局部的回復(*healed*）作用。在太空技術上，低溫學可能研究將來利用超導磁鐵作太空船的屏蔽（*shields*)以抵擋太空輻射的照射。

電子學和電機方面的工程師們利用超導體建造更良好的雲射與雷射、廻轉機、馬達等。低溫生物學（*Cryobiology*)藉著低溫學的發展得以順利研究活的組織。低溫外科手術在執行時所使用的探針很多是由液態氮（*nitrogen*）所冷卻過的。

【低頻】(Low frequency)

低於15,000赫茲的振盪頻率，普通指成音的聲頻。

【低頻抗流圈】(Low frequency choke)

對付或限制低頻電流通過的線圈，通常是個大電感量的鐵芯線圈。

【低頻放大】(Low frequency amplification)

對聲頻電壓或電力放大。

【低頻振盪器】(Low frequency oscillator)

振盪器所產生之交流是聲頻範圍者。

【低頻率航域】(Low frequency courses)

低頻率無線電航域，有賴於兩個正交而具有方向性的8字形天線場型所提供的航道信號構成。如加在兩天線鐵塔的無線電波能量是適當的話，就可得到一個8字形放射場型。此場型的方向性可由圖7—26所示而得知。

由圖7—26知，向任何方向所發射的信號強度，都以由中心O點

到此方向場型邊緣間的連線長度來代表。因此最大強度信號所發射的方向，就是圖7—26 中心的OA及OB，而最小強度信號所發射的方向則爲OC及OD（這兩個最小強度信號畫得太誇張，在應用上兩者都是零）。在其他各方向的信號強度，則在最大及最小強度之間，如圖中的OE及OF。例如在OE方向的信號強度較OC方向的強，但較OB方向弱。

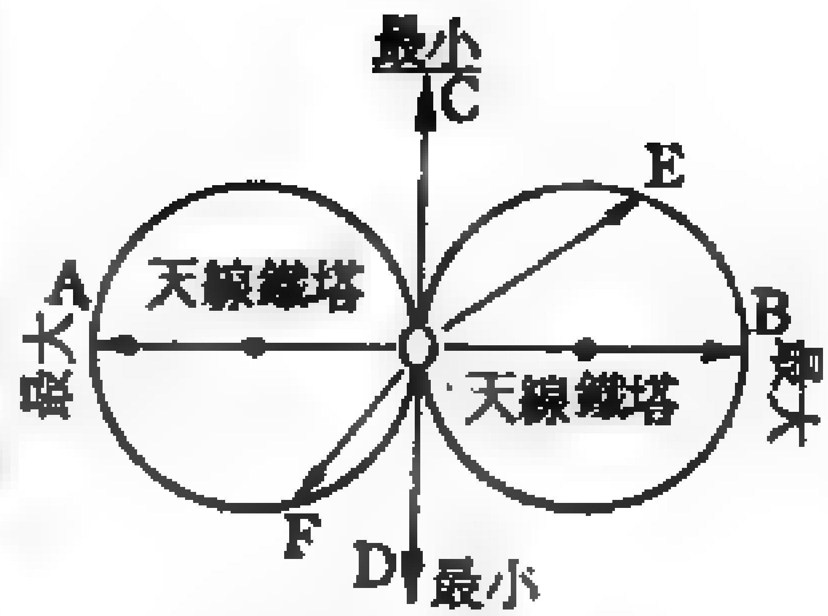
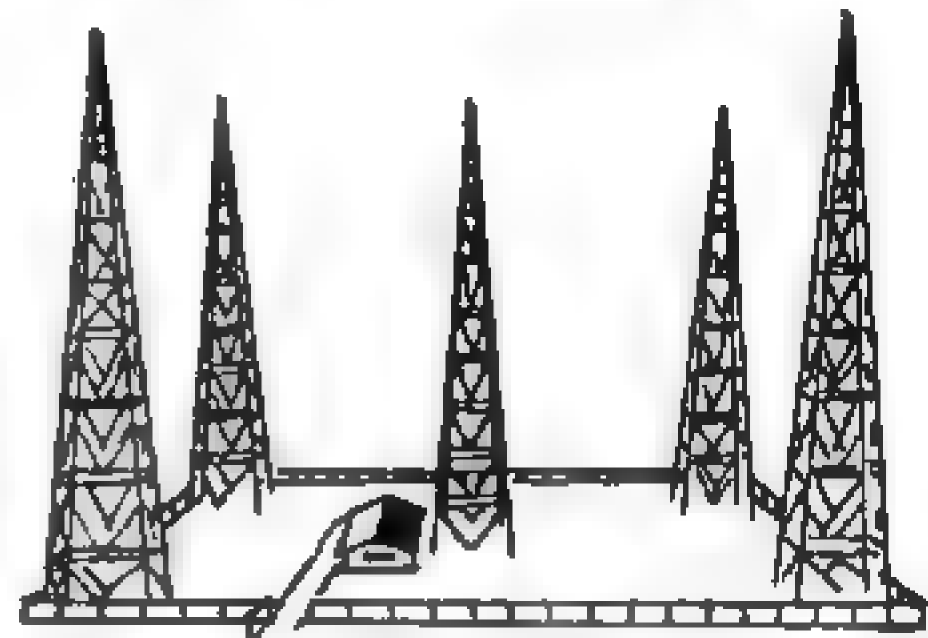


圖7—26
垂直天線鐵塔的8字形放射場型

如圖7—27 所示，兩對垂直鐵塔排成方形，其結果爲兩個8字形放射場型相互正交（中央的天線鐵塔專門用在報告天候）。用此兩個8字型電波場型，就可以很容易得到航道信號。電碼信號A（以・－表示）利用兩對角天線鐵塔所發射；而電碼信號N（以－・表示）則用另一組兩對角天線鐵塔的發射。因此可得四個扇形信號區，兩個爲A信號區，另兩個則爲N信號區。在四個扇形信號區之間，有四重疊的信號區存在，並且在此重疊信號區內，同時具有A及N兩信號（見圖7—28 所示）。A及N是1,000 赫茲的中音頻率，因此從飛機上無線電航域接收機就可聽見此等信號。由圖7—28知，在N扇形信號區內，可清楚聽到N信號；在A扇形信號區內，可清楚聽到A信號；而在A及N信號重疊區，則可聽到A及N信號。在重疊區內，A及N信號重疊而成一連續的航道信號。只要飛機在此三度寬的巷區（AN重疊區）的航道上飛行，飛行員就可聽到連續的航道信號，否則


圖7—27
無線電航域站：外圍四個天線鐵塔用於傳送航道信號；中央天線鐵塔用於通話。

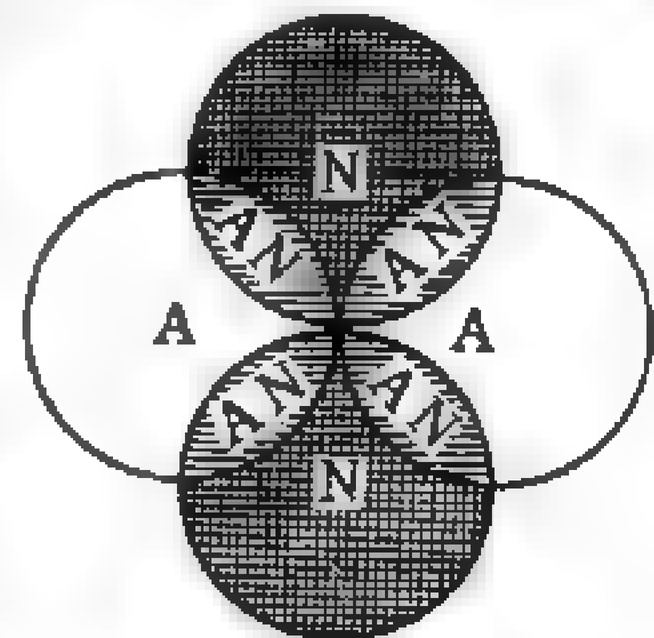


圖7—28

就聽到 A 或 N 的信號，如圖 7 — 29 所示，兩個 8 字形場型構成的四個航道信號，在此四個航道信號區內可聽到連續的聲音。在 A 及 N 傳送的中間，常插入三個英文字母的呼叫信號，呼叫信號就是航域站的識別符號。

無線電航域站正上方，有一個收聽不到信號的靜止區域。此區域的形狀如一倒置的圓錐體（見圖 7 — 29 ），通稱爲錐形靜止區（*cone of silence*）。飛行員通過錐形靜止區時，應該知道其在無線電航域站的正上方。

對於接收航域信號，不需其他特殊設備。任何一個接收機，只要調諧在無線電航域站的作用頻率（200 到 400 KHz），都能收到此聽得見的無線電航域信號。爲了提供肉眼可見的指示，必須另具特殊的指示器。此指示器通常包含有一個指示航道用的左右指示器。

低頻率無線電航域有很多導致飛行員對航道迷惑的缺點。主要的缺點爲夜間效應（*night effect*）、複航道（*multiple courses*）及彎曲航道（*bent courses*）。夜間效應使電離層產生不規則反射，造成反常的航導信號場型；複航道由山與山間的多次反射引起；而彎曲航道則由電波從一地區到另一地區而造成。由於以上所述的三種效應，將使飛機在錯誤及彎曲後的 A 及 N 信號範圍內飛錯航向。

除了以上所談的效應外，低頻率無線電航域，具有一些天生的限制。由於低頻率航域，

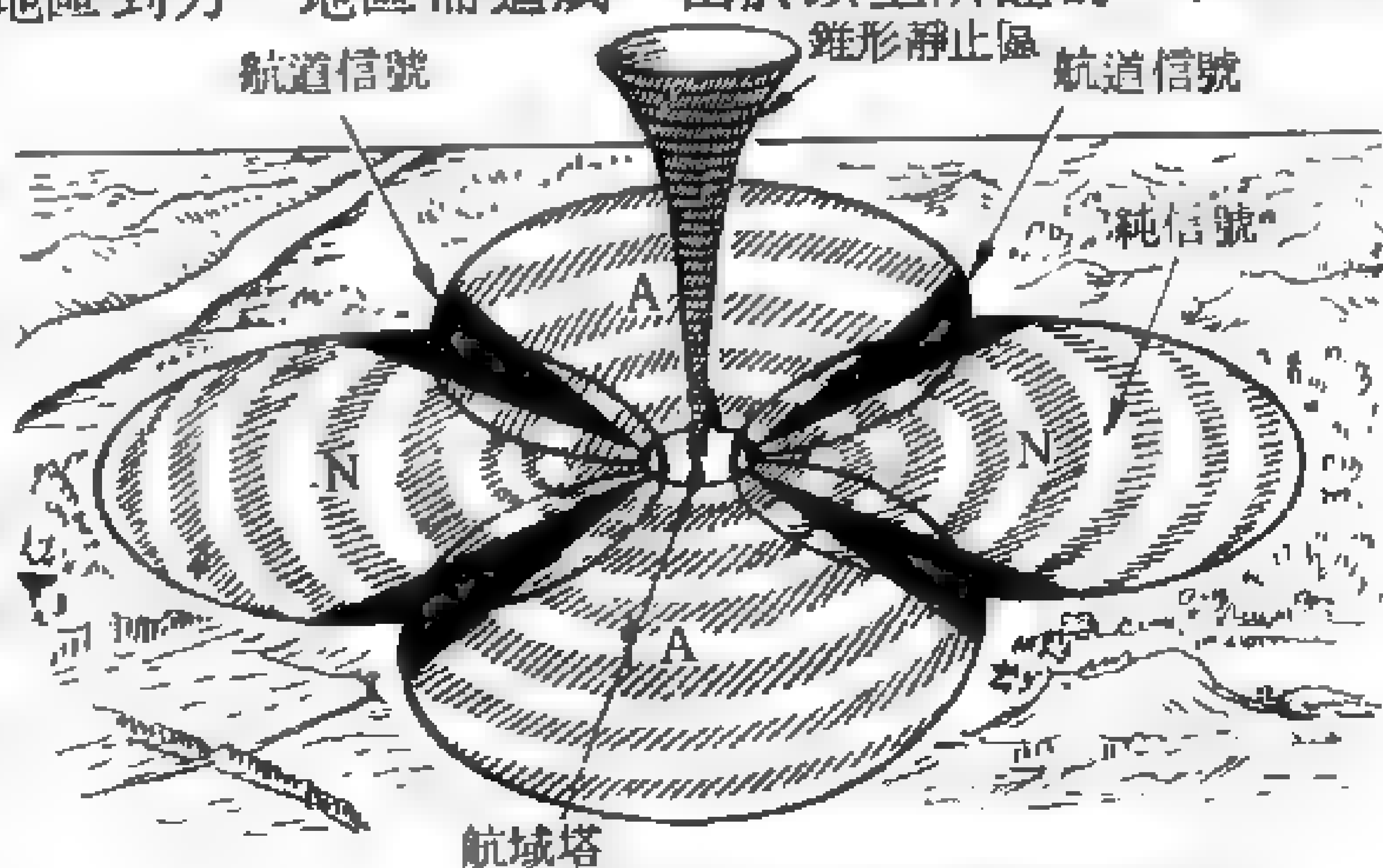


圖 7 — 29　無線電航域的航道信號及錐形靜止區

是由兩個8字形場型正交而得的四個航道方向，因此至今日大量航運情形下，已不能提供足夠的航道方向。再者此種航域方式，只給飛行員提供了方向，而並未供給完全足夠的航行資料。

【低頻率補償】(Low frequency compensation)

放大器對低頻放大時，與中段頻率比較往往中段增益較多低段較差，故常採用低頻補償措施，令低段增益加多。

低頻率時增益及輸出矩形振幅的弛垂現象，均可由放大器中所加低頻率補償濾波器（*filter*）予以補償（見圖7—30）。此濾波器由電阻（R_F）及電容器（C_F）所構成，其作用有二：(1)濾波器使輸出矩形波具有的相移，正可抵銷耦合電容器（C_c）所產生的相移。(2)由於電容器（C_F）的存在，使放大器作用於低頻率時的電抗增加，低頻率的增益增大，所以可使輸出矩形振幅的弛垂消失。通常濾波器的電容器（C_F）與電阻（R_F）值，是由所能允許電阻（R_F）的電壓降落，而又能得到最佳的補償決定。

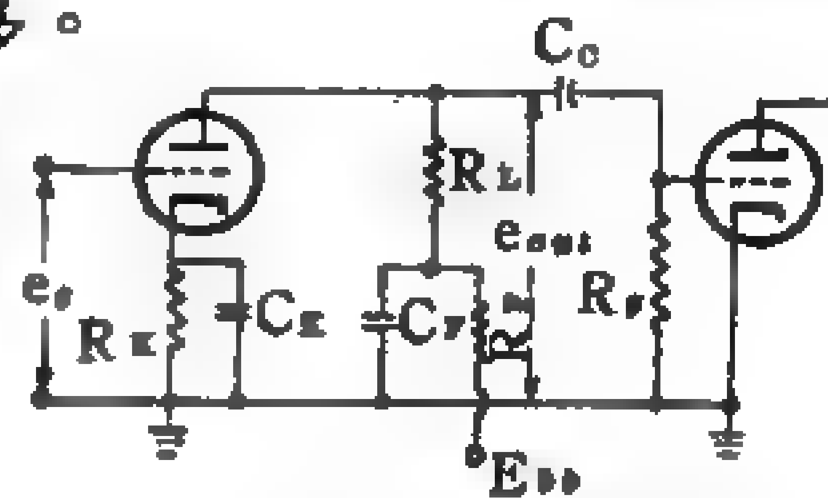


圖7—30
電阻耦合放大器之低頻補償

【低頻揚聲器】(Woofer)

巨型揚聲器，專爲產生較低聲頻(20～2,000*Hz*)之電波而設。

【低頻墊整電容器】(Low frequency padding condenser)

超外差機之振盪器中，調諧電路中串接一補償電容器，目的取得正確的低頻。

【低頻變壓器】(Low frequency transformer)

在多級低頻（30～15,000*Hz*)放大器中，輸入、輸出及級與級之間耦合所用的變壓器，叫做低頻變壓器；其作用在使前級低頻放大器輸出的低頻電壓，獲得適當的耦合，輸送到後級低頻放大器中，作更進一步的放大。低頻變壓器的結構與一般變壓器相似，有一個由矽鋼片做成

的鐵芯，在鐵芯上繞有原線圈及副線圈，通常用很細的漆包線繞成。

【低壓電燈泡】（Low voltage lamp）

其原理爲犧牲低壓電燈泡的壽命，以高電壓點燈，以獲得高輝度點光源。

它的構造因玻璃球的形狀及燈絲的裝置而各不同。其中以單線圈燈絲裝成 V 型的燈泡最適合於點光源。普通汽車前燈用電壓爲 $6V$ 的燈泡即爲此種類型。

如利用一變壓器，可得 $8V$ 至 $12V$ 的電源，以電壓 $8V$ 點燈，其壽命爲20至30小時，以電壓 $10V$ 點燈，其壽命爲6至8小時，以電壓 $12V$ 點燈，其壽命則爲瞬間。若與聚光裝置配合使用，可使用於顯微鏡照明。此種光源含有豐富的紅外線與紫外線，且光線很穩定，使用時比弧光燈方便。

【低壓壓力計】（Low pressure gauge）

低壓壓力計爲測量較低壓力或眞空之裝置。一般有斜管式壓力計、麥克勞壓力計（*Macleod gauge*）和蓋斯勒管（*Geissler tube*）等。

1.斜管式壓力計——其構造如圖7—31所示。若 U 管之一腳與水平成5～10度之角度時，1厘米之高差，相當於斜管之7～10厘米。設斜管與水平所成之角度爲 α，管內所裝液體之密度爲 ρ，則

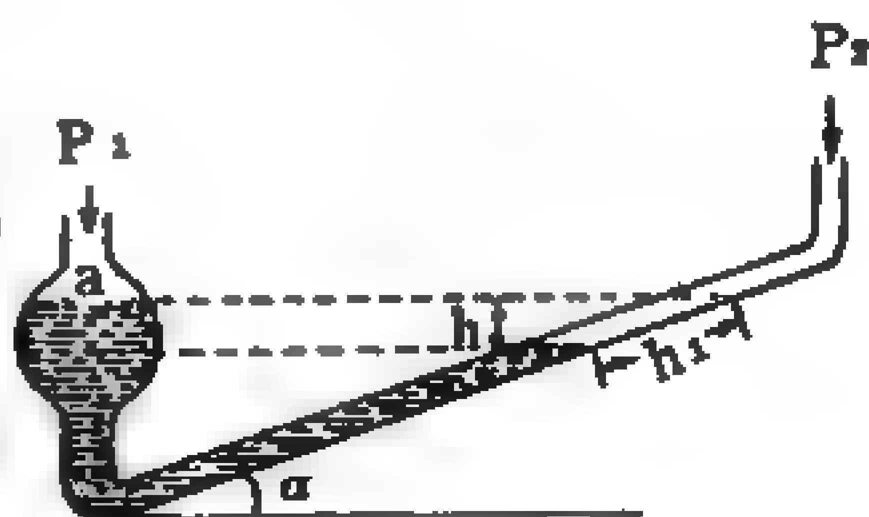


圖7—31

$$P_2 - P_1 = h\rho = h_1 \rho \sin\alpha$$

若 a 部成托里折利眞空（*Torricellian vacuum*）時，則可用於測定近於眞空之壓力。因 $P_1 = 0$

故 $$P_2 = h\rho = h_1 \rho \sin\alpha$$

2.麥克勞壓力計——測量低壓時，以此種壓力計最爲方便。其構造

如圖7—32 所示。A爲容積 $100c.c.$ 左右之球，與徑同大之玻璃管C、F 相連結。又D、E爲同細之毛細管。設A、C、D 之容積和爲$v\,c.c.$，由D上端算起等於$\frac{v}{100}c.c.$處記100，於$\frac{v}{200}c.c$處記200，依此順序記 500、1,000、2,000、4,000 等之線，並於C、D、E、F之後方放置一刻度至毫米之尺。測定時將上端G連於欲測眞空之處。然後慢慢地提高水銀槽B，使水銀進入A球內，於是其內之氣體漸漸被壓縮。當水銀面上升至C管中刻有100處時，讀F管內水銀面與C管內水銀面之高差爲h。則此高h以100所除之值$\frac{h}{100}$即爲所欲測眞空之壓力。若水銀面調節至C管中刻有200處時，卽欲測壓力爲其高差之$\frac{1}{200}$。此事實可證明如下：

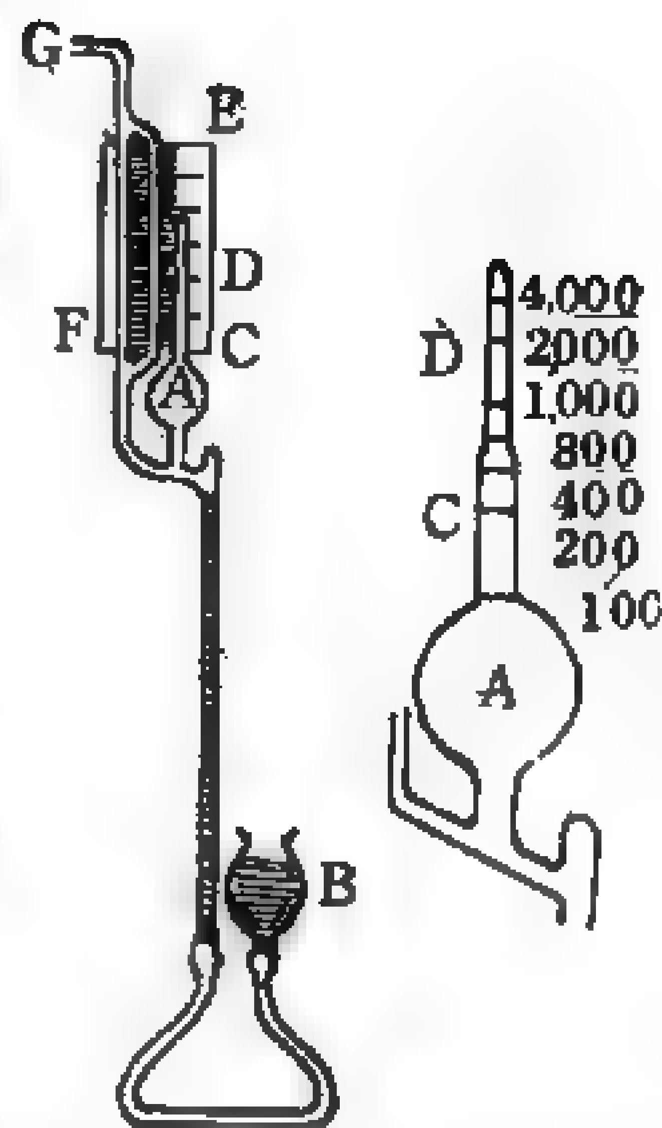


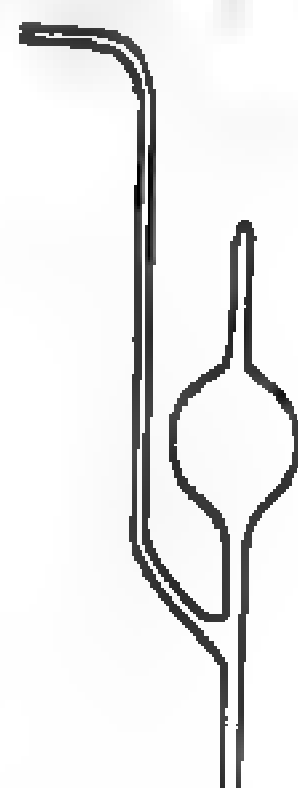
圖7—32

因A、C、D 之總容積爲$v\,c.c.$，若其被壓縮後之容積爲$v'\,c.c.$，設欲測氣體之壓力爲$p\,mmHg$ 時，則被壓縮在CD 管內氣體之壓力爲$(p+h)\,mmHg$。由波義耳定律

$$p=\frac{(p+h)\,v'}{v}$$

$$p=h\frac{v'}{v-v'}$$

但因CD 爲很細之毛細管，所以v'與v 相比甚小，故可忽略之。故 $p=h\frac{v'}{v}$


圖7—33

而此$\frac{v'}{v}$則爲上述之$\frac{1}{100}$，$\frac{1}{200}$，$\frac{1}{500}$，$\frac{1}{1,000}$，……$\frac{1}{4,000}$等。此裝置內用C與F及D與E之兩種管之目的，爲使其測定範圍擴大。一般

可用於測 1 毫米至 $\frac{1}{10,000}$ 毫米，或至 $\frac{1}{100,000}$ 毫米之低壓。若只要測 1 毫米至 $\frac{1}{1,000}$ 毫米時，可用較簡單之裝置，如圖 7 — 33 所示。

此種壓力計，對許多氣體均能得很正確之值。但測氧時則例外，其結果不太正確。此可能因水銀與氧化合所致。

在此宜注意者，爲此裝置係利用波義耳定律。因此只適用於測定經加壓力亦不凝結爲液體之氣體（完全氣體）壓力，所以使用時應注意不要有水蒸氣或易凝結之蒸氣混入裝置內，否則測定結果較實際者小。故一般於此種壓力計與欲測氣體間常連接一裝有適當乾燥劑之乾燥管，以防止濕氣進入。

上述麥克勞壓力計，測定時常要將水銀槽 *B* 上下移動，因此其水銀常在橡皮管中往復移動，易被沾污。如圖 7 — 34 所示者，則不必使用橡皮管，故可除去此缺點。其使用法如下：

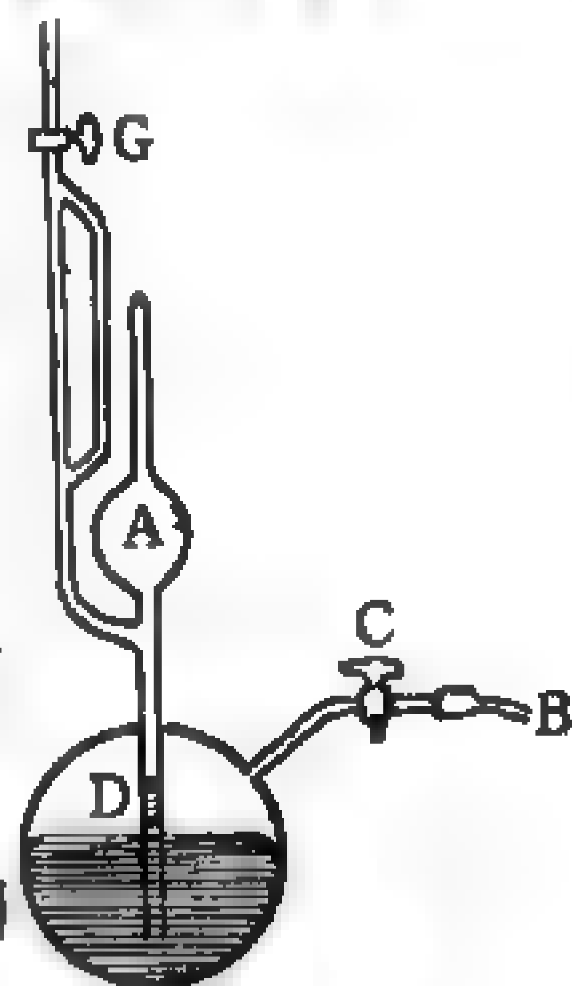
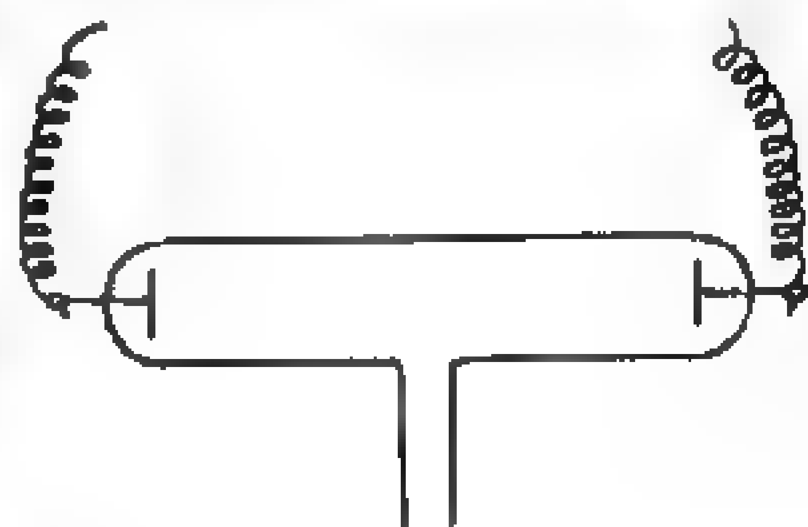


圖 7 — 34

將 *G* 連接於欲測壓力之氣體，*B* 連接於水流唧筒或眞空唧筒，閉 *G* 活栓，旋轉三孔活栓 *C*，使 *D*、*B* 相連通。由 *B* 抽出 *D* 中之空氣時，則 *A* 亦成低壓。閉 *C*，開 *G* 活栓，則 *A* 與欲測氣體相連通，此時壓力計之狀態卽如圖所示。要測定壓力時，旋轉三孔活栓 *C*，使與外氣相連通，於是 *D* 之壓力增高而將水銀壓入 *A* 中，按上述之方法則可測得氣體之壓力，測畢旋轉 *C* 活栓使 *B* 與 *D* 相連通。此時因 *D* 可向外排氣，於是 *A* 中之水銀又再降回 *D* 中。

3. 蓋斯勒管——可用此管之眞空放電狀態察知高度眞空中之大致眞空度。如圖 7 — 35 所示者爲長 6 厘米，直徑 2 厘米之蓋斯


圖 7 — 35

勒管。於管中相距 3 厘米處各放置白金小平圓板或鋁片。此管與欲測壓力之裝置相連接後，以蓄電池為電源，用小型之倫可夫（*Ruhmkorff*）感應線圈使它放電。則由其光之色，可判斷壓力之大小。壓力在 1 毫米至 0.1 毫米時，其光呈紫紅色，其色因壓力之降低而漸次淡薄。當至約 0.001 毫米時，則呈青綠色（陰極射線現象）。若壓力再低時，則無此陰極射線現象。蓋斯勒管除了用於測定眞空度外，尚可用於檢知眞空裝置之漏洞。因它放電時發生之光以及管內所含之氣體而異。將酒精擦在漏洞之可疑處，在 0.1 毫米下放電時，若其光由紫紅色變為青白色，則示有漏洞。

【低壓變壓器】（Low voltage transformer）

陰極射線管常分高壓整流及低壓整流兩個部分，故電源變壓器亦有高低之分。

【克】（Gram）

法國最初採用質量的單位簡寫為 g，它是在 4°C 時 1 立方厘米的蒸餾水的質量。4°C 之所以被選用，是因為在這個溫度下，水的密度最大。即每一千立方厘米水之質量，大致與一仟克相等。故通常均視一立方厘米水的質量為一克。

【克分子】（Mole;Mol）

克分子量之簡稱，由 *moltal* 簡縮而來，為克分子的或摩爾的。或作摩爾／重。

【克分子比熱】（Molar specific heat）

若加極少熱量 dQ 於某系統（d 代表極小量），使該系統升高溫度 dT，若其他巨觀參數 y 均保持不變，則定義

$$C_y = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_y$$

為此系統的熱容量（*heat capacity*）。某物質每克分子的熱容量，

即稱爲該物質的克分子比熱。其C.G.S.制單位爲“爾格(溫度)$^{-1}$(克分子)$^{-1}$”。

【克分子熱】(Molar heat)

某種物質一克分子時的熱容量，稱爲該物質的克分子熱，等於該物質的比熱乘以分子量。若取定容比熱則稱爲定容克分子熱；若取定壓比熱，則稱爲定壓克分子熱。

【克分子體積】(Molar volume)

任何氣體在標準狀況(0°C與760mmHg)下均相等，其值爲22.4公升。因分子量爲各種氣體在體積相等時之相對重量，故此容積可就任何氣體，在標準狀況下每公升之重量除其克分子量計算而得。

【克氏溫標】(Kelvin's thermometric scale)

即絕對溫度的溫標，相當於攝氏表加273.15 度。使用各種溫度計以規定溫標時，其刻度與溫度計內所用的物質有關，而理論上除了標準點外均不相同。但理論上可定義一種溫標，這種溫標可不依靠物質的特殊性質。這種溫標爲克耳文由熱力學觀點所導出，故有克耳文溫標之稱。依照熱力學第二定律，可證明物質在兩熱源間作卡諾循環(*Carnot cycle*)變化時，其熱效率與物質性質無關，只由兩熱源的溫度而定。例如，設一熱源溫度爲T_1，則另一熱源溫度T_2，可由卡諾熱機的效率算出爲

$$T_2 = T_1 \frac{Q_2}{Q_1}$$

式中Q_1爲由T_1熱源所放出的熱量，Q_2爲向T_2熱源所放出的熱量。T_1可取水的三相點爲273.15 度。

【克耳文】(Lord William Thomson Kelvin 1824—1907)

十九世紀英國最偉大的物理學家之一。出生於北愛爾蘭首府伯爾發斯特(*Belfast*)，曾在劍橋大學求學，並赴巴黎大學在著名科學家路尼歐(*Regnault*)的實驗室中工作。

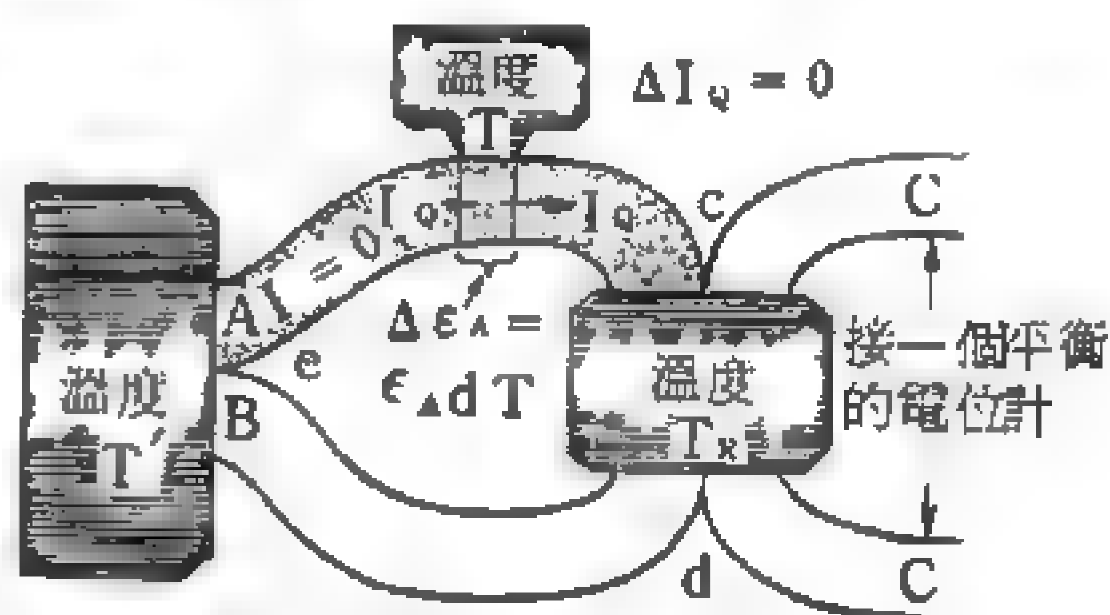
克耳文發明鏡式電流計，用於電報線上；發明虹吸記錄器，迄今仍作接收信號之用。發明第一艘船用羅盤，能不受船上鐵金屬的磁性影響。又發明機械式潮汐測位儀，能預報港口中海平面的變化。

克耳文首先倡議使用氣體溫度計，使溫度讀數準確。這種溫度計的標度，定絕對零度等於 $-273°C$，稱為克耳文溫標。克氏欲計算地球的年齡，但因放射性的發現，證明其基本假設錯誤。

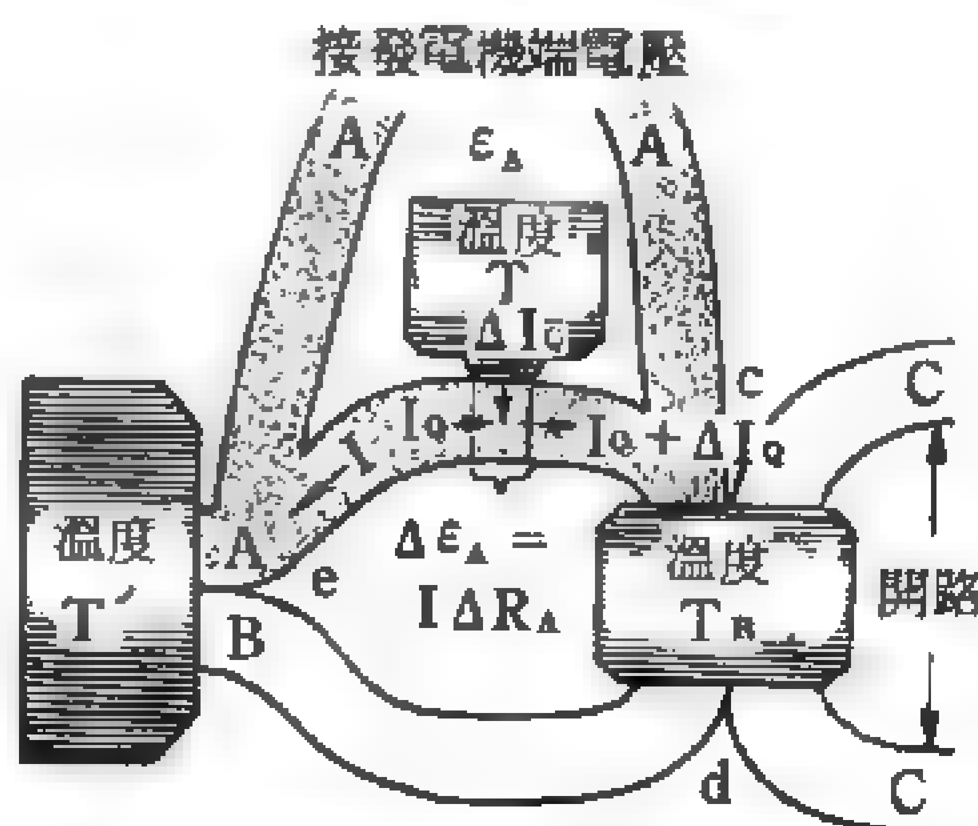
克耳文曾發表661篇論文，涉及的科學題材範圍廣泛，並有70 種發明專利。1846 年任大學物理學教授，至 1899 年退休。1866 年，因主持裝設第一條越洋海底電纜，從事電機工程師的工作極有貢獻，維多利亞女王特予授爵。

【克耳文方程式】（Kelvin's equations）

如圖 7—36 所示的溫差電偶（*thermo-couple*），是由 A 和 B 兩條導線構成，其試驗接點的溫度為 T'，參考接點的溫度為 T_R。如果溫差電偶為開路或是所接的電位計成平衡，則導線上的電流等於零，但是線上會有熱流及不同的溫度分佈。假設 A 在線上點都有一個溫度和那一點一樣的熱庫（*heat reservoir*）與之相接，因此 A 和熱庫之間沒有熱交換。這個裝置如圖 7—36(*a*)



(a) 沒有電流的時候，溫度T的導線A和溫度T的熱庫之間沒有熱流。



(b) 有電流的時候，溫度T的導線A和溫度T的熱庫之間有熱傳導且為 $\Delta I_Q = I^2\Delta R - I\sigma_A\Delta T$

圖 7—36

所示，唯圖上僅示一熱庫其溫度爲T和A的一小部分相接，跨兩頭有溫差ΔT及電位差$\Delta \varepsilon_A = \epsilon_A \Delta T$。進入這個區域的熱流$I_Q$和離開這個部分的熱流相等。

現在假設電位計線路爲開路而有一個發電機接到導線A上（接線和A相同），而且這個發電機的端電壓必須調整到$\varepsilon_A = \varepsilon_c - \varepsilon_e = \int_{T_0}^{T'} \epsilon_A dT$。導線$A$上就會有電流$I = \varepsilon_A / R_A$存在，而且$A$上面的溫度分佈就會受焦耳、湯木生效應（*Joule-Thomson effect*）的影響，如圖7—36(b)中，我們可發現和溫度爲T的熱庫接觸的A上的小部分有下列特性：

1. 其溫度差爲ΔT
2. 其間電位差爲$\Delta \varepsilon_A = \epsilon_A \Delta T$
3. 電流爲$I = \Delta \varepsilon_A / \Delta R_A$
4. 熱流I_Q流入
5. 不同的熱流$I_Q + \Delta I_Q$流出
6. 它和熱庫間有熱量$I^2 \Delta R_A$（焦耳效應）和$I \sigma_A \Delta T$（湯木生效應）的交換。因此

$$\Delta I_Q = I^2 \Delta R_A - I \sigma_A \Delta T$$

$$= I \Delta \varepsilon_A - I \sigma_A \Delta T$$

或爲

$$\Delta I_Q = I \epsilon_A \Delta T - I \sigma_A \Delta T \qquad (1)$$

又有$I_Q = IT\epsilon_A$，因此有小變化則爲

$$\Delta I_Q = I \epsilon_A \Delta T + IT \Delta \epsilon_A \qquad (2)$$

由（1）和（2）式可得

$$-I \sigma_A \Delta T = IT \Delta \epsilon_A$$

或

$$\sigma_A = -T \frac{d\epsilon_A}{dT}$$

同樣地，導線B上一點溫度爲T的話

$$\sigma_B = -T \frac{d\epsilon_B}{dT}$$

最後 $$\sigma_A - \sigma_B = -T\frac{d}{dT}(\epsilon_A - \epsilon_B)$$

三個可逆溫差現象的三個方程式爲

則白克效應 $$\varepsilon_{AB} = \int_{T_R}^{T}(\epsilon_A - \epsilon_B)\,dT \tag{3}$$

帕耳帖效應 $$\pi_{AB} = T\,(\epsilon_A - \epsilon_B) \tag{4}$$

湯木生效應 $$\sigma_A - \sigma_B = -T\frac{d}{dT}(\epsilon_A - \epsilon_B) \tag{5}$$

値得注意的是它們都和兩個則白克係數之差 $\epsilon_A - \epsilon_B$ 有關，因此只要能夠找出 ϵ_A 和 ϵ_B 的溫度函數，則 ε_{AB} 可由積分求得，π_{AB}/T 可由減法求得，$\sigma_A - \sigma_B/T$ 可由微分求得。

如果就（3）式對 T 微分，保持 T_R 爲定値，可得 $d\varepsilon_{AB}/dT = \epsilon_A - \epsilon_B$。和（4）式相合，則爲

$$\frac{\pi_{AB}}{T} = \frac{d\varepsilon_{AB}}{dT}$$

這就是克耳文第一方程式（*Kelvin's first equation*）。

如果將 $d\varepsilon_{AB}/dT = \epsilon_A - \epsilon_B$ 代入（5）式則得

$$\frac{\sigma_A - \sigma_B}{T} = -\frac{d^2\varepsilon_{AB}}{dT^2}$$

這就是克耳文第二方程式（*Kelvin's second equation*）。

【克耳文環流定理】（**Kelvin's theorem of circulation**）

在完美流體中，和流體同時運動的任何封閉曲線，其環流始終保持不變，這稱爲克耳文環流定理。本質上和赫爾姆霍茲渦旋定理相同。

【克汝克士】（**Sir William Crookes** 1832－1919）

生於英國倫敦，在皇家學院習化學，對物理及化學均有甚多貢獻。發明克汝克士放電管、測光能量的輻射計及研究放射性的閃爍鏡（*spintharoscope*）。在 1886 年即稱若干元素含有同位素，曾分離鉈（Tl）元素，相信所有元素均源出於一基本物質。在當時克汝克士是對化學

應用於工業最具權威的人物，發明自礦石中分離金銀的汞齊法（*amalgamation process*）。

【克汝克士放電】（Crookes discharge）

詳閱“眞空放電（*Vacuum discharge*）”條。

“克汝克士眞空計（*Crookes vacuum gauge*）”條。

【克汝克士眞空計】（Crookes vacuum gauge）

克汝克士眞空計，是利用放電狀態，以測眞空度的儀器。

因眞空度的不同，放電狀態也會有不同的變化，茲擧數種說明：

1. 線狀放電——在常態下，欲使空氣中放電產生 1 厘米的火花至少需要有 10^4V 的電壓。但若空氣的壓力到了數 *mmHg* 程度時就產生線狀放電現象。

2. 帶狀放電或條紋放電——眞空度若達到 10 至 1*mmHg* 時，將更容易放電，可使放電管全體發光。此光經分光儀分析後可看到該氣體固有的光譜。

3. 蓋斯勒放電（*Geissler discharge*）——這是眞空度在 1～10^{-1}*mmHg* 程度的放電。此程度的放電管發生特有的輝光放電，所發出的光也是氣體固有的光譜。

4. 克汝克士放電——當眞空度達 10^{-3}*mmHg* 以下時放電漸漸困難，直至消失特有的光輝，管全體就帶有螢光，這是由陰極射出來的陰極射線所產生。此種射線與管內氣體的種類無關。

【克汝克士暗區】（Crookes dark space）

詳閱“陰極暗區（*Cathode dark space*）”條。

【克汝克士管】（Crookes tube）

當放電輝紋達完全消滅時的眞空管，稱爲克汝克士管。它隨管內構造的不同而分爲下列數種：

1. 封入螢光物質的克汝克士管——用來觀察陰極射線的螢光作用，

在克汝克士管內陰極射線能射到的位置，放入能發射螢光的礦石（如石灰岩、方解石、閃亞鉛），當陰極射線打擊至礦石時就會發光，所發光的顏色依物質成分而不同，下表為數種物質的發光色。

物質名稱	發光色
鎢酸鈣	青
氧化鋅	青綠
鋅及錳的矽酸鹽	綠
硫化鋅　＋　銀	青
硫化鋅　＋　鎘	橙

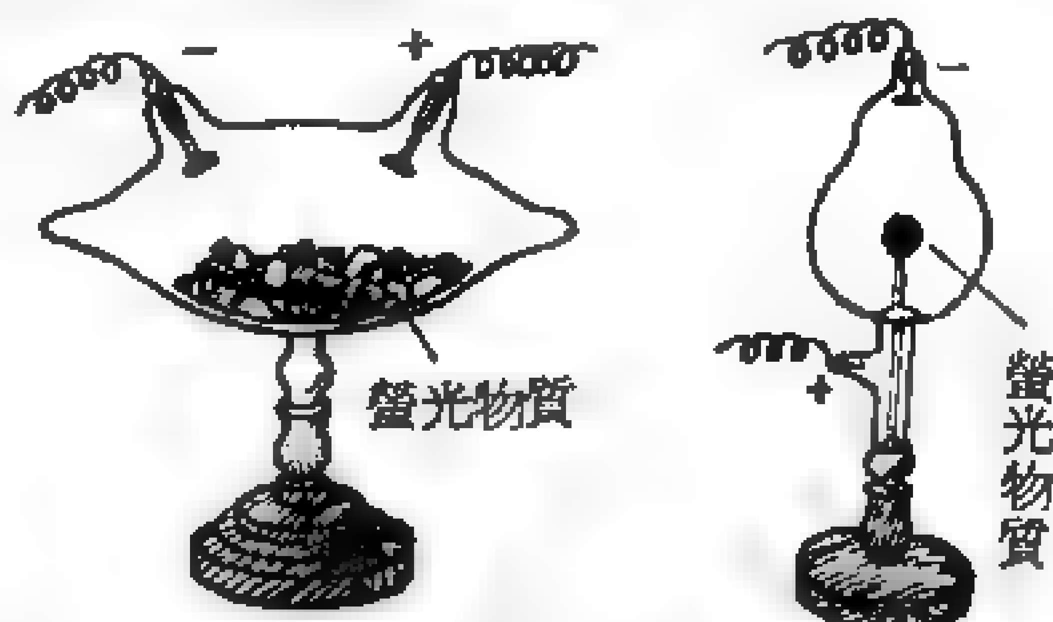


圖 7 — 37

2. 封入十字板的克汝克士管——用來觀察陰極射線的直進性及螢光作用。在克汝克士管中面對陰極的地方，封入十字形鋁板，此板亦用作陽極。

陰極射線是由陰極面垂直射出來的，且直線進行，這是因為在陰極附近的電場很強，而管內其他部分的電場較弱，從陰極面出來的帶電粒子就在陰極附近被加速，由此而獲得最大速度。由於陰極附近的電場強度方向和陰極面垂直，帶電粒子就不管陽極的位置，而向陰極面垂直方向作直線進行。

當此鋁製十字形板豎立於管中時，在陰極對面的玻璃上就會顯出十字的影。其他部位則發淡綠色的螢光，但當十字板倒下時，則此十字影消失，而現出一片螢光，由此可得到證明。

3. 有風車的克汝克士管——其構造是在管內封入細玻璃軌道，軌道上置一輪，輪葉上塗有螢光物質，如圖 7 — 39 示。

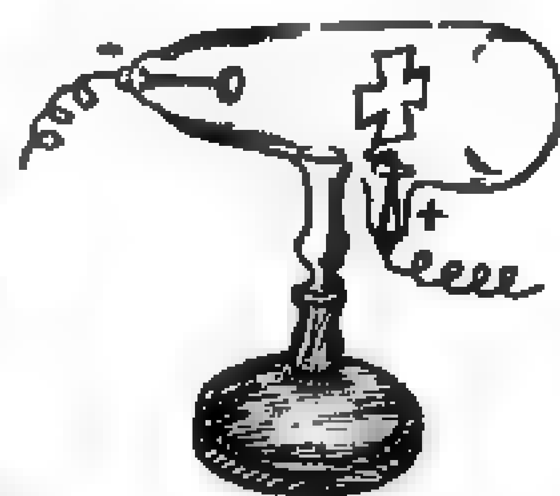


圖 7 — 38

當陰極射線射至輪上時，葉面就受到壓力而開始由陰極滾動，慢慢加速滾至陽極。此種裝置用以觀察陰極射線撞到輪面所加於面上的力。

【克而效應】(**Kerr effect**)

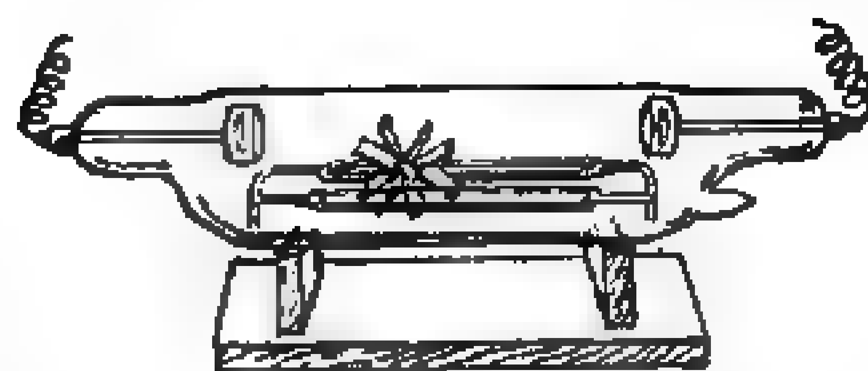


圖 7 — 39

1875 年，克而（*John Kerr*）發現當透明的各向同性（*isotropic*）介質置於電場中時，此介質即成爲雙折射介質；其光學性質與場致雙折射晶體（*birefringent crystal*）的光學性質相似，這種現象稱爲克而效應，或稱爲克而電光效應（*electro-optical Kerr effect*）。

光線通過雙折射晶體，產生雙折射的情形，是因爲當未偏振的光束於穿過雙折射晶體時，其中一部分光線發生偏振作用，其電向量(*electric vector*）與晶體的光軸垂直，這組光稱爲尋常光線（*ordinary ray*）。另一部分的光線於發生偏振後，其電向量與晶體光軸平行，稱爲非常（*extraordinary*）光線。這兩組光在晶體中的速度不同，其因晶體而生的折射也不同，折射率可以 n_o 與 n_E 表示，這種現象稱爲雙折射。

當在眞空中波長爲 λ 的光波，入射到在電場 E 中的介質時，有雙折射現象，則克而效應可由下式表示之

$$n_E - n_o = B\lambda E^2$$

B 爲正值常數，稱爲克而常數。

克而效應產生的原因，通常認爲是由於試樣內分子的不對稱(*asymmetry*)所引起。由於分子不對稱；分子無一定的空間方向（*spatial orientation*），當有外電場時，分子的空間方向變爲一定，於是試樣由各向同性轉變成各向異性（*anisotropic*），而成爲雙折射介質。克而效應的產生與試樣的分子不均勻性有關，因之可用以研究某些分子的結構。

【克而盒】(**Kerr cell**)

應用克而效應製造快速快門（*fast optical shutter*），稱爲

克而盒。

【克而電容器】(Kerr condenser)

用來調制光線的電子光學儀器。從電氣裝置的觀點來看，這是一個用硝基苯（或其他具有所需性能的液體)作介質的平行板電容器。克而電容器與某些光學輔助器件（偏光三稜鏡）組合在一起便能隨著所連接的電壓大小的不同而透過不同程度的光線。將交流電壓加到克而電容器的板上，就可以實現很高頻率的光線調制。克而電容器也就正是作爲光線調制器而獲得了廣泛的應用，例如應用於錄音的光學系統裏。

【克希何夫】(Gustav Robert Kirchhoff 1824—1887)

德國物理學家，1824 年三月十二日出生，大學畢業後曾在海德堡(1854)及柏林(1875—1887)等大學任教，對實驗物理及數學物理有很大的貢獻。1859 年與本生（*R.H. Bunsen*)共同以光譜儀分析日光光譜中的夫牢因和斐線，奠定光譜學的基礎。二人由光譜的分析發現元素銫（1860）和銣（1861）。克希何夫並用光譜分析研究恆星的化學組成，發現電流在電路中分佈時應遵守克希何夫定律，證明電波在導體中以光速行進。量子論的創始人蒲朗克即是克希何夫的學生。1887 年十月十七日逝於柏林。

【克希何夫公式】(Kirchhoff formula)

非黑體的輻射率，與表面性質相關的程度，就如同與溫度的相關，所依循的是一則可由下列推論導出的簡單定律：假定把一個輻射率、吸收率和溫度分別爲 R、α 和 θ 的非黑體放入一空腔中，空腔內部溫度相同，而輻射率爲 H。則

$$\text{每單位面積的輻射能吸收率} = \alpha H$$

而

$$\text{每單位面積的輻射能發射率} = R$$

因爲那非黑體處於平衡，所以

$$R = \alpha H$$

但是$H = R_B$ ，因此

$$R = \alpha R_B$$

即任何物體在任何溫度之輻射率，等於黑體在該溫度之輻射率的一個分數，這分數就是在該溫度下的吸收率。

這個方程式叫做克希何夫公式，它指出一個物體的吸收率，可以在實驗上測定該物體的輻射率，再用同溫度黑體的輻射率去除而求得。下表列出用這方法，就好幾種物體表面量得的吸收率，要強調的是表列各值是就中欄所列溫度時之熱輻射爲準。因此，冰的吸收率 0.97 並非指對於可見光的吸收，而是指與 $0°C$ 相關的紅外線。

一些表面的近似吸收率

（中間溫度處之吸收率可用線性內插法求出）

材　料	溫度範圍　°C	吸收率
磨光的金屬：		
鋁	250～600	0.039～0.057
黃銅	250～400	0.033～0.037
鉻	50～550	0.08　～0.26
銅	100	0.018
鐵	150～1,000	0.05　～0.37
鎳	20～350	0.045～0.087
鋅	250～350	0.045～0.053
絲線狀的：		
鉬	750～2,600	0.096～0.29
鉑	30～1,200	0.036～0.19
鉭	1,300～3,000	0.19　～0.31
鎢	30～3,300	0.032～0.35
其他材料：		

石綿	40～350	0.93～0.95
冰（濕的）	0	0.97
煙	20～350	0.95
橡膠（灰色）	25	0.86

【克希何夫方程式】(Kirchhoff's equation)

處理相轉變時，我們最好找一個簡單的辦法來表明起始相和終結相以及相對的熱轉移。一般常用的符號如下：任何表示固態性質的符號都加一個撇號“ ′ ”；液態則加雙重撇號“ ″ ”；氣態則加三重撇號“ ‴ ”。因此 v' 就代表固體的克分子體積，v'' 代表液態的，v''' 代表氣態的。克分子體積的昇華熱為 l_s，汽化熱為 l_v，熔解熱為 l_f。用這一種符號系統的話，昇華現象的克拉泊壤方程式（*Clapeyron's equation*）為

$$\frac{dP}{dT}=\frac{l_s}{T\,(v'''-v')}$$

昇華現象常在低壓時發生，那時的氣態可以看做理想氣體，因此

$$v'''\approx\frac{RT}{P}$$

因為 P 很小，所以 v''' 很大，大得我們可以忽略固體的 v'，因此

$$v'''-v'\approx v'''$$

這時，克拉泊壤方程式可以寫做

$$l_s=R\,\frac{dP/P}{dT/T^2}$$

$$=-R\,\frac{d\ \ln P}{d\,(1/T)}$$

$$=-2.30R\,\frac{d\ \log P}{d\,(1/T)}$$

從這個式子，我們可以看到 l_s 等於 $-2.30\ R$ 乘以 $\log P$ 對 $1/T$ 的函數圖的斜率。固體的氣壓通常只在很小的溫度範圍裏測量，而且在這

段範圍裏面 $log\ P$ 對 $1/T$ 的函數圖大致是一條直線，或為

$$log\ P = -\frac{常數}{T} + 常數$$

舉例來說，在700到739°K 的溫度範圍裏，鎂的氣壓大略適合下面這個方程式

$$log\ P = -\frac{7,527}{T} + 8.589$$

鋅在575到630°K 範圍內的蒸氣壓為

$$log\ P = -\frac{6,787}{T} + 8.972$$

因此，從700到739°K 的鎂的昇華熱為 $2.30R \times 7,527 = 144$ 仟焦耳／摩爾；鋅從575到630°K 的昇華熱為 $l_s = 2.30R \times 6,787 = 130$ 仟焦耳／摩爾。在另外溫度時，昇華熱就不一樣了。如果在其他的溫度範圍內我們還找得到可靠的氣壓數據的話，我們就可以找出來 l_s 的溫度變化。但是一般說來，這是不可能的事，因為在低溫時，固體的氣壓小得難以測量。我們將從理論導出克希何夫方程式，由此可知固體在任何溫度時的昇華熱。

一個化學系統在兩個平衡狀態間的克分子焓的無限小改變為

$$dh = T\ ds + v\ dP$$

利用第二 $T\ ds$ 方程式，可得

$$dh = c_P dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

$$= c_P dT + v\ (1 - \beta T)\ dP$$

$P_i T_i$ 和 $P_f T_f$ 兩狀態間的焓改變則為

$$h_f - h_i = \int_i^f c_P dT + \int_i^f v\ (1 - \beta T)\ dP$$

讓我們利用這個方程式來處理下列問題。考慮一個固體，它的起始狀態 i 是壓力為零溫度在絕對零度，而它的終結狀態 f 為飽和固體（將要昇

華的固體），這也就是在固體飽和曲線上三相點（*triple point*）下面那一點。這兩個狀態在圖7—40 的 *PVT* 面上各別標出。要計算由 i' 到 f' 的焓變化，我們可以對任何由 i' 到 f' 的可逆路徑積分。最方便的路徑就是圖上 $i' \to A$ 然後 $A \to f'$ 這條，$i' \to A$ 係絕對零度時的等溫線，$A \to f'$ 是壓力 P 時的等壓曲線。用 h'_0 及 h' 分別表示起始時及終結時的焓，則

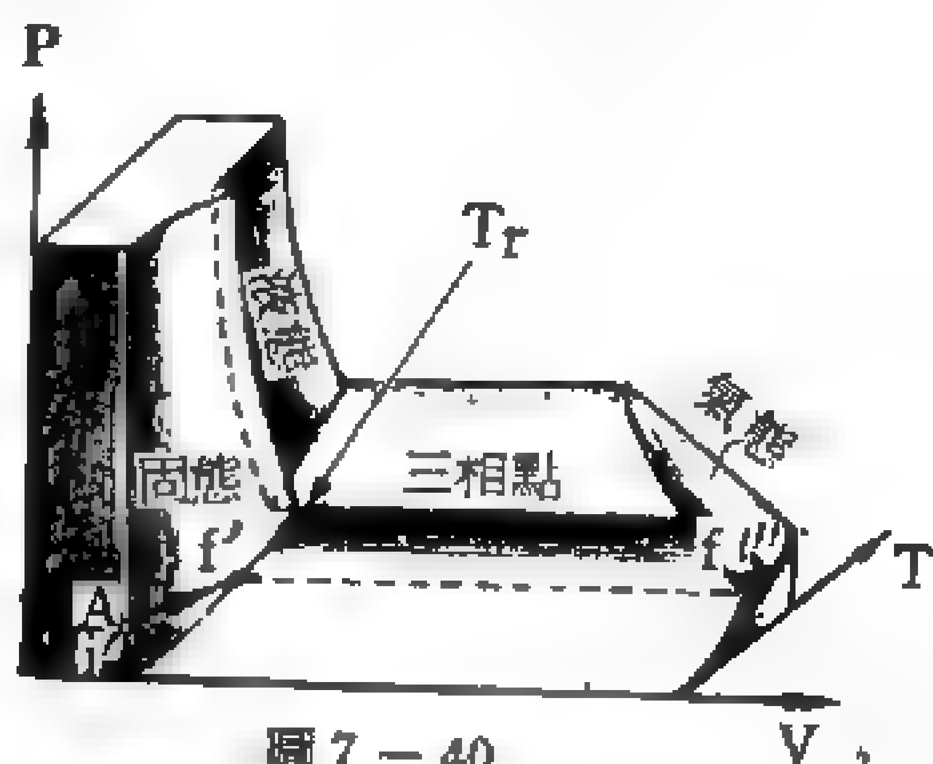


圖7—40

在三相點之下的PVT面

$$h' - h'_0 = \int_i^A v\,(1 - \beta T)\,dP + \int_A^f c_P\,dT$$
$$= \int_0^P v'\,dP + \int_0^T c'_P\,dT$$

這裏的 v 是固態在絕對零度時的克分子體積，而 c_P 是在等壓時的熱容量。對大多數固體來說，昇華曲線上各點的壓力都很小。譬如，普通的冰大約是0到5毫米；鎘大約是0到0.1毫米。因此，如果應用的時候我們記得這個公式只適用於氣壓很小的情況下的話，我們可以忽略 $\int_0^P v'\,dP$ 這項，所以

$$h' = \int_0^T c'_P\,dT + h'_0$$

因爲固體的 c'_P 不太受壓力的影響，一般氣壓時的 c'_P 值就可以用於上式。

如果我們假設低溫度時的飽和蒸汽可以看做理想氣體。利用方程式 $c_P = (\partial h / \partial T)_P$，再注意理想氣體的焓只爲溫度的函數，那麼可得

$$dh''' = c'''_P\,dT$$

由絕對零度積分到 T，可得

$$h''' = \int_0^T c'''_P\,dT + h'''_0$$

這裏的 h'''_0 是飽和蒸汽在絕對零度時的克分子。

現在我們考慮一克分子固體在溫度 T 及壓力 P 時的可逆昇華，相對

於圖 7—40 上由 f' 到 f''' 的轉變，我們有

$$l_s = h''' - h'$$
$$= \int_0^T c_P''' dT - \int_0^T c_P' dT + h_0''' - h_0'$$

因為這兩個積分在 T 趨近於零的時候也趨近於零，結果

$$l_s \to h_0''' - h_0' \qquad \text{當 } T \to 0 \text{ 時}$$

這裏的 $h_0''' - h_0'$ 是絕對零度時的昇華熱，我們用 l_0 來代表它。因此

$$l_s = \int_0^T c_P''' dT - \int_0^T c_P' dT + l_0$$

這個方程式就叫做克希何夫方程式。這是個近似方程式，只有在壓力不高，以及飽和蒸汽可以看做理想氣體時才成立。

【克希何夫光譜定律】(Kirchhoff's law of spectra)

德國物理學家克希何夫於 1859 年發現若干有關光譜定律，該項定律乃因其人而得名：

1.白熱固體、液體或氣體，在高壓狀態下所發出之光，其光譜為連續光譜（*continuous spectrum*），即由紅而紫之連續色帶。

2.於低壓下之白熱氣體，光譜為不連續，係以黑色為背景橫列明線。不同物質或不同元素時，光譜上之明線，狀況亦不相同。例如氫，其光譜為紅而藍而紫，氫線約有 30 條，各線之位置一定。設以少許鹽灑入氫火焰中，則火焰變為黃色，此乃鹽中之鈉蒸發而汽化，故光譜中有二條很接近之黃色譜線出現。這二條譜線如不用分光儀無法覺察。

3.當光來自高壓中之熱固體、液體或氣體，且容許其通過一低壓而較冷之氣體時，則連續色帶（由熱源而產生者）上橫列許多黑線（由冷氣而來者）。黑線適將明線間之面積填滿，光譜出現這種現象時稱為吸收光譜（*absorption spectrum*）。此為較冷氣體吸收來自熱源之能所顯示之現象。

【克希何夫黑體輻射定律】(Kirchhoff's law of black body radiation)

在輻射平衡狀態的系統中，某一介質的輻射本領 E 對吸收本領 A 之比值 $E／A$，與第二介質的性質無關。因此吸收本領愈大的物質，其輻射本領亦愈大。若將第一介質取爲眞空，並對頻率介於 ν 和 $\nu + d\nu$ 之間的輻射求 $E／A$ 的比値，則可知 $E／A$ 與物質性質無關，而爲溫度和頻率的函數。因此，溫度一定的物質所包圍的空腔內，在輻射平衡時其輻射本領與周圍的物質性質無關。

【克希何夫電流定律】(Kirchhoff's current law)

基本電律之一，在電路中任何一點流向此點之電流的總量，必等於離開此點之電流總量。

【克希何夫電路定律】(Kirchhoff's law of circuit)

1. 電網路中，流至任何節點的電流代數和爲零

$$\Sigma i = 0 \qquad \text{(任何節點)}$$

2. 電網路中，任何封閉路徑的電壓總和爲零

$$\Sigma v = 0 \qquad \text{(任何封閉路徑)}$$

克氏電路定律是電工學網路分析中極重要的定律之一，該定律適用於直流電路，也適用於交流電路的瞬時電流和電壓。對交流電路的有效電流與有效電壓則需將代數和改爲相位和（*phasor sum*）。

【克希何夫電壓定律】(Kirchhoff's voltage law)

基本電律之一，在一閉合電路中各段電勢降之和，必等於電源之供給電壓。

【克希何夫輻射定律】(Kirchhoff's radiation law)

克希何夫輻射定律即在已知波長與溫度之情況下，所有輻射體發射能力與吸收能力間之比恆有一定。換言之，對於任何光線，所有物體在定溫下的輻射發射及吸收之比是一常數。此定律可寫爲

$$\frac{W}{a} = \text{常數} = W_B$$

式中W表每秒每平方厘米表面積的輻射總能量，a表輻射吸收分數，W_B表黑體每秒每平方厘米的輻射能量。因黑體對入射輻射是完全吸收，$a=1$，所以常數可以W_B代表。此一物體發射與吸收之比實與物體之特性及其表面情況毫無關係。此一定律不僅適用於光譜之可見部分，且亦可適用於包括紅外線與紫外線整個區域。

【克希何夫繞射理論】(Kirchhoff's theory of diffraction)

在波動方程式 $$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}=\nabla^2\phi$$

中，ϕ隨著頻率ν變化，則與x、y、z 有關的ϕ部分u滿足

$$\nabla^2 u+k^2 u=0$$

之關係，式中$k=2\pi\nu/c$，c為波的相速度。克希何夫在 1882 年求出此微分方程式的解為

$$u_p=\int\left\{u\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)-\frac{e^{ikr}}{r}\frac{\partial u}{\partial n}\right\}ds$$

式中u_p 為在點p的u值，積分為圍繞p的任意封閉曲面上的表面積分，r為p至表面上各點的距離，$\partial u/\partial n$等表示在曲面上外向法線方向的導數，但此時封閉曲面內不能包含波源。克希何夫將此解適用於繞射現象，即因小孔繞射時，若遮光板上的u及$\partial u/\partial n$ 等於零，則自平行光線或點光源而來的光可從小孔上的u和$\partial u/\partial n$ 近似值以及u_p 求之。此理論對惠更斯（*Huygens*）、夫累涅爾（*Fresnel*）的想法（由波面上各點擴展出二次球面波）給予理論根據和其適用的範圍。

【克拉】(Carat)

寶石或貴重金屬的重量單位。

【克拉泊壤方程式】(Clapeyron's equation)

即 $$\frac{dP}{dT}=\frac{l_s}{T\,(v''-v')}$$ （l_s為潛熱）

對任何一階相的變化都能適合。

【克來因、高登方程式】(Klein-Gordon equation)

這是薛丁格方程式的推廣。薛丁格方程式是描述一自由粒子之運動情形，而粒子的波函數必須服從

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi=-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi$$

這個方程式可被看作由能量與動量的關係

$$\frac{p^2}{2m}=E \qquad (1)$$

再加以算符的代換

$$p\rightarrow\frac{\hbar}{i}\nabla \qquad E\rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

所得出來的。（1）式當然只是非相對論的結果，設使我們用相對論的能量與動量的關係（自由粒子）

$$p^2=\frac{E^2}{c^2}-\mu^2c^2 \qquad (2)$$

再加上(2)式的代換，就可得到一相對論的波動方程式(*wave equation*)

$$\left(\nabla^2-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\Psi=\frac{\mu^2c^2}{\hbar^2}\Psi$$

這個方程式即稱爲克來因、高登方程式。式中，當 $\mu=0$ 時，則成爲描述無靜止質量（或無自旋粒子）的粒子（例如光子）的波動方程式

$$\left(\nabla^2-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\Psi=0$$

這就和在眞空中的電磁波動方程式一樣，只是將純量位(*scalar potential*)與向量位（*vector potential*）換了“ Ψ ”。在這裏可以看到一個場的方程式與場被量子化後的粒子的波動方程式。

【克拉馬西、克柔尼格關係】(Kramers-Krönig relation)

假設一函數爲複數形式，即

$$\alpha(\omega)=\alpha_1(\omega)+i\alpha_2(\omega)$$

則克拉馬西、克柔尼格關係即爲

$$\alpha_1(\omega)=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\omega'\alpha_2(\omega')d\omega'}{\omega'^2-\omega^2}+\text{常數}$$

和
$$\alpha_2(\omega)=-\frac{2\omega}{\pi}\int_0^\infty \frac{\alpha_1(\omega')d\omega'}{\omega'^2-\omega^2}$$

假設有一廣義的"位移"$\vec{D}$和一廣義的"力"$\vec{E}$之間有一線性關係

$$\vec{D}=\alpha\vec{E}$$

當α是頻率的函數，即時間的函數時，它必適合因果律的需求；除施予力，否則就無位移。當這條件成立時，α的實數部分α_1和虛數部分α_2就必須適合克拉馬西、克柔尼格關係。

【克拉得尼圖形】(Chladni's figure)

當我們研究關於板及膜的振動情形時，可由德物理學家克拉得尼（*Ernest Chladni*，所設計之方法實驗之。其法爲先將細沙均勻散佈於板上，繼以琴弓拉板邊，使其振動，則板面有振動強烈的腹，亦有靜止的節，細沙集於節點，銜接成線，稱爲節線（*nodal line*）。由細沙分佈的圖形，可知板的振動情形。而此細沙分佈的圖形，即稱爲克拉得尼圖形。如圖7—41所示者。板振動時，皆分成偶數部分，節線兩側，運動方向恆成相反，一方向上，則

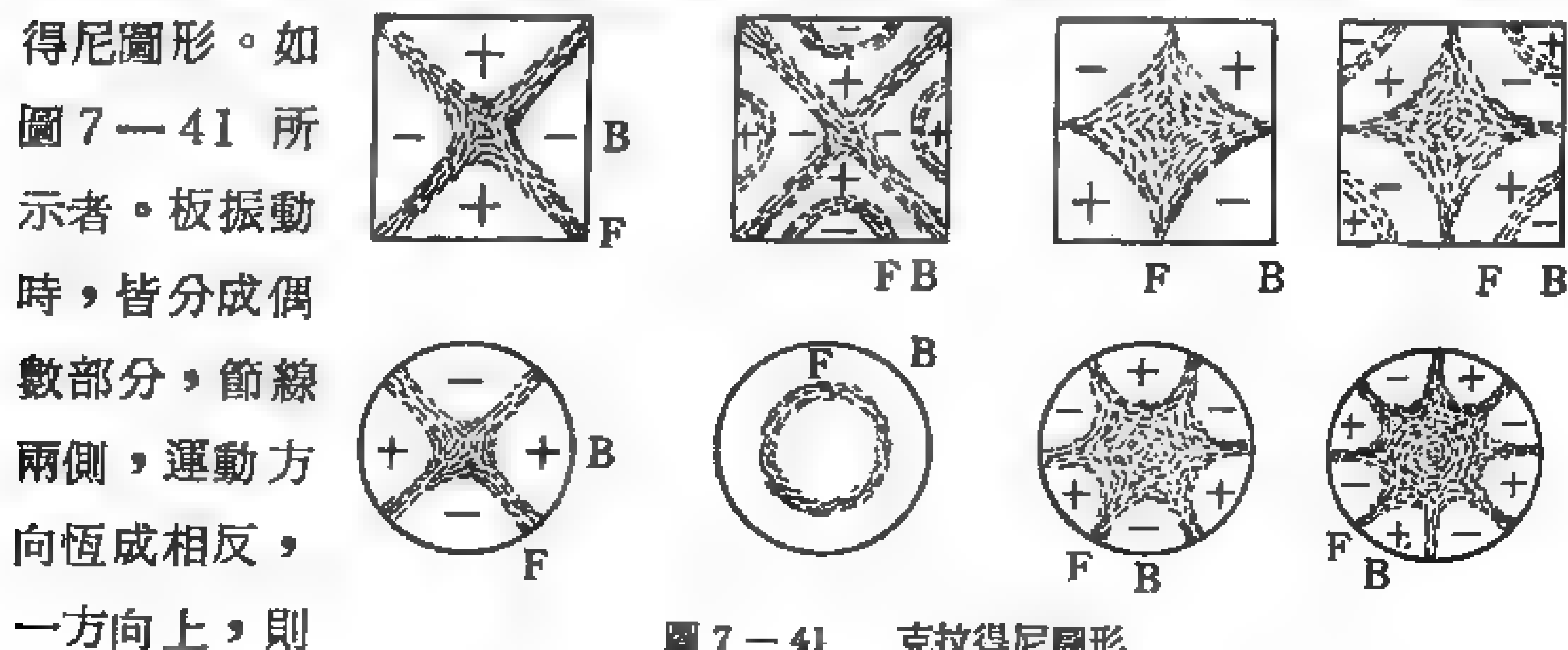


圖7—41　克拉得尼圖形

他方向下，圖中以“ ＋”及“－”表示。

參閱“板之振動 (*Vibration of plate*)”條。

【克柔尼格、潘尼模型】(Krönig-Penny model)

是為了要研究電子在晶體內的運動情形，而設計之簡單模型。通常將位能視為週期變化的函數。

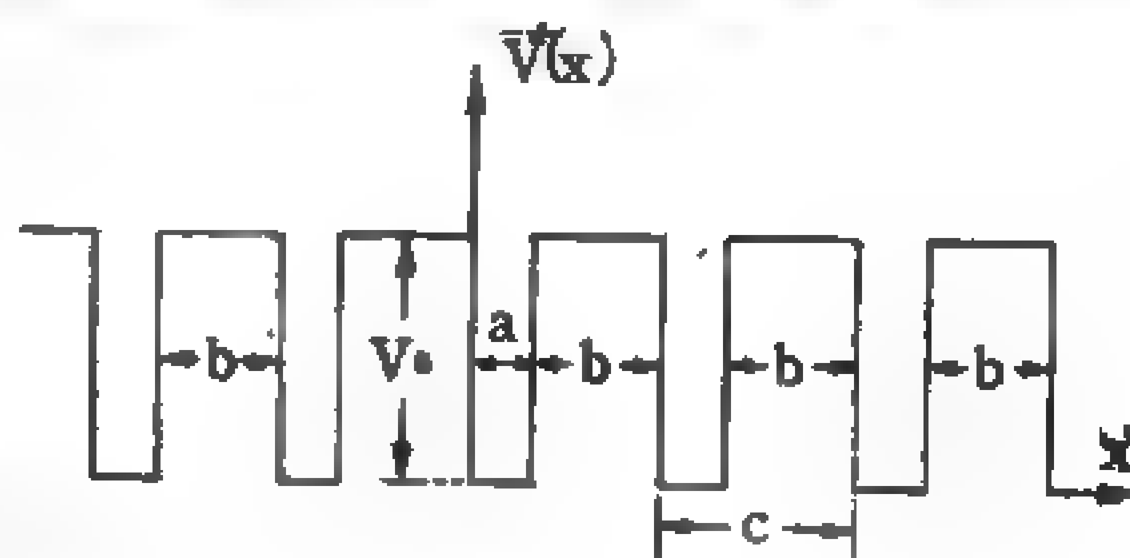


圖 7－42

如圖 7－42 所示，晶體內正離子所生的週期性電場可用一週期性方阱位能函數表示。每一方阱寬度為 a，兩相鄰方阱之間的位壘寬度為 b，則此位能函數的週期（相當於晶格常數）即為

$$c = a + b$$

位壘高度設為 V_0，此即為一維空間的克、潘氏模型。

若將方阱視為一 δ 函數，則位能可寫成

$$\vec{V}(x) = \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta \sum_n \delta(x - nc)$$

式中 Δ 為 δ 函數強度的量度，其因次為 L^{-1}。

【克特擺】(Kater's pendulum)

可用以作為重力加速度絕對測定的擺，係克特設計。在一金屬棒兩端附近裝置懸吊用的刀口，如圖 7－43，並裝設一可沿棒移動的重錘。適當調整重錘的位置，其各刀口為支點時的擺動週期大致相同。設其擺動週期為 T_1 及 T_2，兩刀口至重心 G 的距離各為 h_1 及 h_2，則 g 可由下式求出：

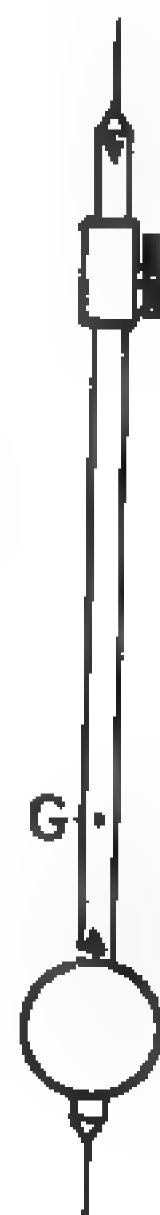


圖 7－43

$$\frac{4\pi^2}{g} = \frac{1}{2}\,\frac{T_1^2 + T_2^2}{h_1 + h_2} + \frac{1}{2}\,\frac{T_1^2 - T_2^2}{h_1 - h_2}$$

【克勞修士】(Rudolf Julius Emmanuel Clausius 1822－1888)

德國物理學家，1857 年首先研究物質動力論（*kinetic theory of matter*），頗有成就，次年創分子平均自由路程公式。1870 年首倡均功（*virial*）理論。對奠定熱力學的基礎方面，貢獻甚大。改進克拉泊壤（*Clapeyron*）對卡諾循環的研究（1850年），而得熱力學第二定律的陳述，即在無其他效應時，熱本身不能自冷物體移至熱物體，這稱之爲克勞修士陳述。推導氣體的壓力、體積和溫度與氣體常數的物態方程式，以修正范得瓦方程式，稱爲克勞修士方程式。1854 年又介紹熵的觀念，討論物理系統中的混亂程度，使熱力學第二定律能公式化。1857 年倡議電解液分解的假設，之後經阿瑞尼士（*Arrhenius*）予以充分發展。

【克勞修士、毛色梯方程式】（Clausius - Mosotti equation）

在一介電質中，極化強度$\vec{P}$與電場強度$\vec{E}$之比是該物質的電感係數χ_e。而這個介電質是由原子極化係數爲α的原子所構成。由於$\vec{P}$是單位體積內，每個原子的電偶極矩$\vec{p}$的總和，因此，如果我們知道α及單位體積內的原子數N，我們一定可以算出χ_e。

某一個原子A的感生電偶極矩是由所有其他的原子所產生的電場所決定。這個電場和A附近的常觀電場E不同，因爲這是由所有的原子（包括A）所產生之電場的平均值。假設一個較爲簡單的狀況：介電質是由相同的原子排列而成，每個原子都可以看作是位在由其他原子所圍成的圓洞中心，若每個原子的極化係數都是α，則這個原子A由於受周圍的原子所產生的電場作用而感生的電偶極矩應該爲

$$\vec{p}=\alpha\left(\vec{E}+\frac{4\pi}{3}\vec{P}\right)$$

括號內的是原子A所感受到的電場。由於每個原子的感生電偶極矩都是$\vec{p}$，故若原子密度爲N，則

$$\vec{P}=N\vec{p}$$

亦即

$$\vec{P}=N\alpha\left[\vec{E}+\frac{4\pi}{3}\vec{P}\right]$$

整理後得

$$\vec{P}=\left[\frac{N\alpha}{1-\frac{4\pi}{3}N\alpha}\right]\vec{E}$$

根據介電常數與感電係數的定義，$\vec{P}=\frac{\varepsilon-1}{4\pi}\vec{E}$，可得

$$\chi_e=\frac{\varepsilon-1}{4\pi}=\frac{N\alpha}{1-\frac{4\pi}{3}N\alpha}$$

這個式子是介電常數 ε 與原子極化係數間的關係，它也叫作克勞修士、毛色梯方程式。

【克勞修士、克拉泊壞方程式】(Clausius-Clapeyron equation)

若一物質的兩相成平衡時的壓力和絕對溫度分別爲 p 和 T，第一相和第二相的體積度分別爲 v_1 和 v_2，則在溫度 T 時單位質量從第一相經由似穩過程轉變爲第二相時所吸收的熱量（即熔解熱、汽化熱等）l_{12} 爲

$$l_{12}=T\frac{dp}{dT}(v_2-v_1)$$

此公式最初爲克拉泊壞由熱質學說導出，然後爲克勞修士由熱力學定律正式導出。

水的沸點在一大氣壓力時爲 $100^\circ C$，即 $T=373^\circ K$，其汽化熱爲540卡／克，又 $v_1=1$ 厘米^3／克，$v_2=1{,}671$厘米^3／克，故得

$$\frac{dp}{dT}=27.2\text{ 毫米水銀柱}/^\circ K$$

故在高山上每減低壓力1毫米水銀柱時，水的沸點溫度降低 $0.37^\circ C$。

【克勞修士不等式】(Inequality of Clausius)

謂不可逆循環過程的熵恆增加，即 $dS_{irreversible}>0$。

【克勞修士法則】（Clausius law）

在固定容積下理想氣體的比熱與溫度無關。

【冷光】（Cold light）

物體在常溫或低溫時所發之光，稱爲冷光；又可分爲螢光、燐光、菌光等。

【冷卻曲線】（Cooling curve）

觀測冷卻物體時以其溫度隨時間變化所繪成的曲線，如圖 7—44 所示。

而冷卻裝置（銅製雙層圓筒與銅製小容器）如圖 7—45 所示。

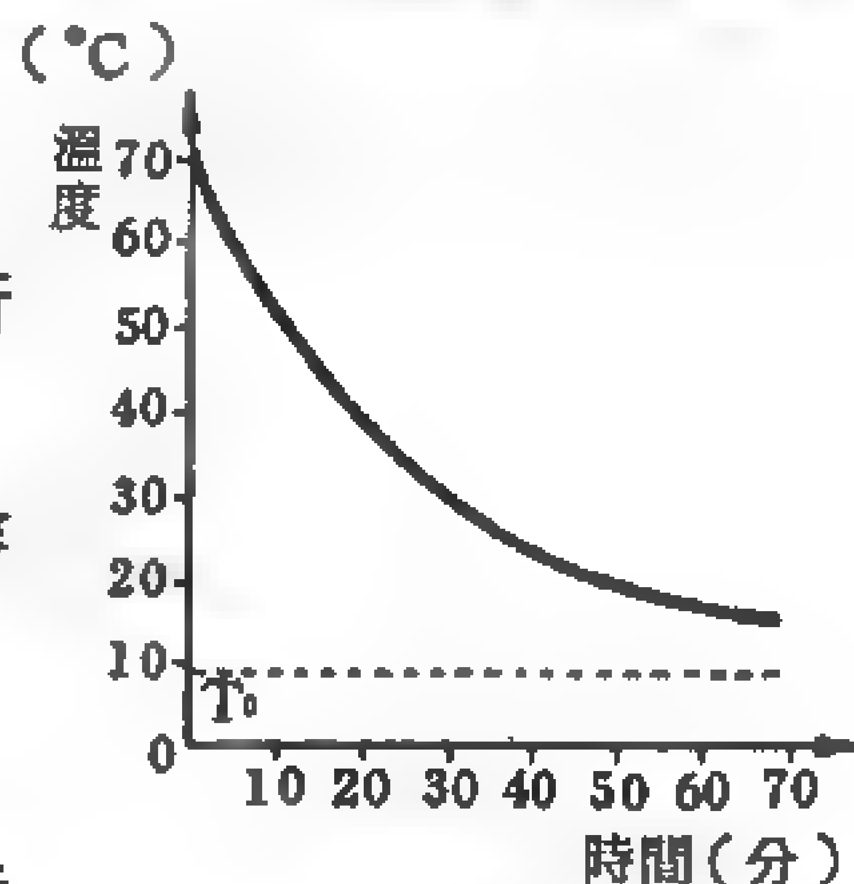


圖 7—44

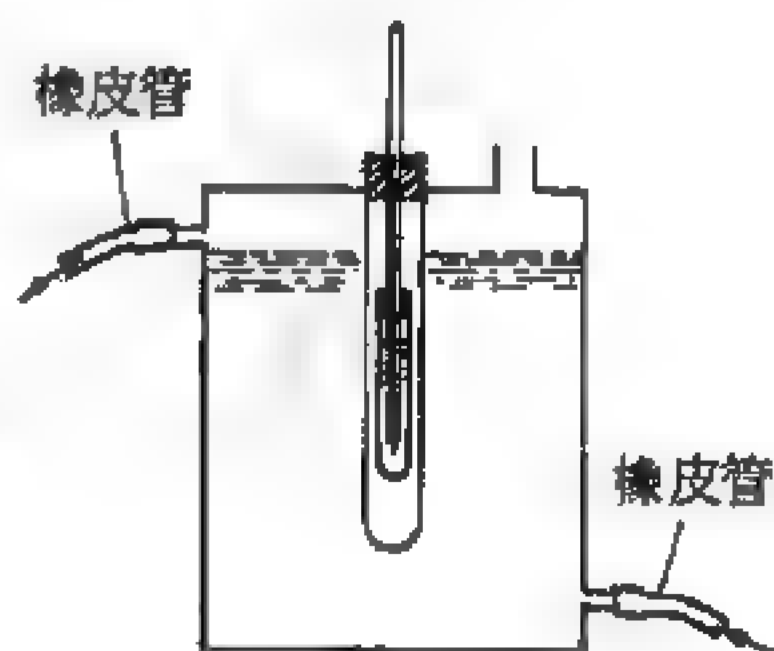


圖 7—45

【冷卻定律】（Law of cooling）

即熱體與其周圍所互換之熱量，與二者之溫度差成正比。此定律首爲牛頓所確定。例如熱體之溫度爲 T_1，其周圍之溫度爲 T_2，則物體每秒所失去之熱量約爲

$$H=K\ (T_1-T_2)$$

如 $T_1<T_2$，則此公式所表熱量之數值，即物體自其周圍所吸取之熱量。反之，若 $T_1>T_2$，則此公式所示熱量之數值，即物體放出供周圍吸收的熱量。

【冷卻期】（Cooling period）

凡經照射過的物質，必須經過一段時期使其強烈的放射性減弱，這段時期稱爲冷卻期。例如：從製造鈽的反應器裏取出照射過的鈾塊，須置於水裏冷卻二至四個月方能使其強烈的放射性減弱。我們將冷卻物置於水裏的目的是限制輻射性以及冷卻由輻射所生之熱。

【冷卻熱能】(Heat of cooling)

卽熱體在冷卻期間與其周圍所互換之熱量。

【冷卻劑】(Coolant)

冷卻劑之任務乃是將燃料中裂變反應產生之熱能傳導至外部，一方面防止燃料之過熱，一方面收回此能量（反應爐之出力）。冷卻劑應在安置的溫度條件下爲液態或氣態，故又稱爲冷卻流體或輸熱流體。有時冷卻劑及緩速劑合而爲一：如輕水、重水、三苯類化合物等。有的反應器在設計時將冷卻劑直接用作工作流體，有的則須經過交換器將熱能輸入另一種流體來作功。

冷卻劑可以分成下面三類：

【Ⅰ】液體（普通水、重水和某些有機化合物）

1.水——在已經使用重水或輕水爲緩速劑之反應爐中，自然亦將使用水爲流體冷卻劑。

因重水價昂，故使用時較用輕水尤爲珍惜，但二者均具相同性質：比熱高，傳熱係數大（較CO_2大 10 倍），缺點亦相同：在輻射下部分分解，尤其因溫度而迅速增長蒸氣壓力。在150°C 蒸氣壓力達47 大氣壓，在180°C 高達100atm，而200°C時超過154atm。然在 225 大氣壓下臨界點溫度爲374°C。

水總應在低壓下使用：70 大氣壓左右，水在反應爐中沸騰，在140°～150°C時則稱之謂“過沸”，在重水反應爐中壓力變化在20～100大氣壓間。因水爲傳熱流體，其吸取熱之效能較氣體高，故使比功率相對增大。

普通水同樣使用在若干以石墨爲緩速劑之反應爐中，重水反應爐中亦使用之。做爲緩速劑因未脫離反應爐心，故此優點頗具經濟價值。

2.有機液體——所有反應爐以多環化物爲緩速劑者均可以有機液體爲冷卻劑。缺點方面，應再添加熱傳導係數不良一項，而此係數又導

致反應爐輻射作用之降低，此熱傳導係數不會比氣體者更高。

【Ⅱ】液態金屬（鈉、鈉鉀合金、鋰）

欲使反應爐之效能提高，即謂比功率多達每升之" 爐心 "數百瓩，使用氣體或液體之冷卻劑則十分困難，而需求助於液態金屬。此等液態金屬可實現滿意的交換係數，溫度可超過 500°C 且在大氣壓之壓力而不起化學分解。然則使用時需十分周密，因與非金屬極易化合，尤其與氧更甚。大多數均與水劇烈化合，故需安裝一種十分嚴密的隔層，及在反應爐冷卻部分與發動渦輪之蒸氣中間須有一循環系統（亦為一液態金屬）。此外尚有附帶因素，蓋此等金屬均與某些結構物料可起反應，而且在中子轟擊下又可起作用（誘導放射性）。

此處所謂之液態金屬乃在反應爐作業時之條件如此，即謂實際上已超過 350°C 。不少金屬在此情形下已符合條件，但其中亦有許多尚不能使用，或因其捕獲截面高，或因其侵蝕性大（鉛、鎵），或因其價昂，或因其稀少（銣、鉈）。

實際應用上，可堪考慮者僅鈉、鈉-鉀混合體、鉛-鉍合金以及在愼審處理下使用水銀。

汞此乃唯一在常溫為液態之金屬，比熱極佳，誘導放射性不大，與鐵金屬甚適合，但捕獲截面大（380 *b*）僅在快中子爐中可使用之，又因比重大（13.5 ），故需用強力泵。又只可應用於極弱功率之實驗性反應爐。

鉛、鉍及其合金，與汞適相反，此等金屬不能應用於快速中子之反應爐中，因非彈性擴散使中子變緩。然則其捕獲截面小，故對熱中子反應爐頗適合。其缺點與汞相同，均具甚高比重，且對大多數金屬或合金具侵蝕性。

鈉、鉀及其合金中鈉、鉀二金屬性質相近，但前者之性質均較後者更優良，價格亦較低廉。鉀之唯一優點在於與鈉成為合金。鈉之熔點為

$98^{\circ}C$ ，而鈉－鉀混合物或稱“ NaK ”可在常溫爲液體，故使裝置設備均易著手。

就熱力學及流體力學的觀點，鈉亦十分優良。比重低，黏度甚小易於泵轉，故在往復冷卻反應爐方面實爲最佳之液態金屬。用於慢中子之反應爐亦甚適合，蓋較在快速中子反應爐其捕獲截面更小。在快速中子反應爐中亦不發生緩速劑之效應。如係純品則侵蝕性不大，但如不純，尤其含氧時，則生成之Na_2O卻與大多數金屬發生作用。往往結構材料中含氧不得超過50～100 *ppm*，或更須低少，此乃使用此金屬之困難處。

【Ⅲ】氣態冷卻劑（空氣、氦、二氧化碳、水蒸氣等）

氣體之比熱甚低，其熱傳導係數亦劣。故必須有一巨大交換表面及可觀的流動量，因此泵力須特別大，尤其如能增加壓力自可提高交換效能。僅應用於出力不大之反應爐，即謂使用天然鈾或低度濃集鈾之反應爐。此等反應爐以石墨緩速，有時亦用重水，則其比出力（*specific rating*）僅屬每升之“爐心”（爐心即指反應爐之眞正作用部分，該處安置燃料單元）出力仟瓦級而已。而氣態冷卻劑之一優點乃可直接在氣體渦輪中使用。實用上僅有兩種氣體無缺點即碳酸氣及氦。

氦最爲優良，尤其就中子的觀點乃具緩速性質，就化學觀點，因係惰性氣體，故無侵蝕性。但價格太貴，尤其需用純質。其次爲碳酸氣，即二氧化碳（CO_2）。乃經濟實用之產品，又易於純製。具良好的熱力性質。有效捕獲截面不大，在輻射下亦有耐力。在石墨或重水之條件下，即謂在600°～650°溫度下其侵蝕性亦小，但溫度超過此數，則開始侵蝕石墨。因此用於較高溫度的反應爐時仍以氦爲宜。

【冷氣機】（Air conditioner）

冷氣機是使用冷凍器，把冷空氣吹向室內，保持室內的適當溫度的裝置。這些有利用熔化熱的，也有使空氣通過使水成爲霧狀的，也有

使氨、二氧化碳等液化後再汽化，利用它的汽化熱等多種。"噸"（*ton*）是用來確定冷凍器容量的單位。一噸的冷氣機，每天能吸收288,000*B.T.U.*(英國熱單位）的熱量，或每分鐘吸熱200*B.T.U.*。

【冷凍器】（Refrigerator）

冷凍器為一熱機，經過一循環過程後，由外界所加的功*W*將低溫熱庫中的熱*Q*送到高溫熱庫。根據熱力學第一定律，高溫熱庫所吸收的熱為*Q*＋*W*，低溫熱庫中的溫度因此降低。反復這種過程，用來冷凍東西的機械，就叫做冷凍器。如圖7—46所示。

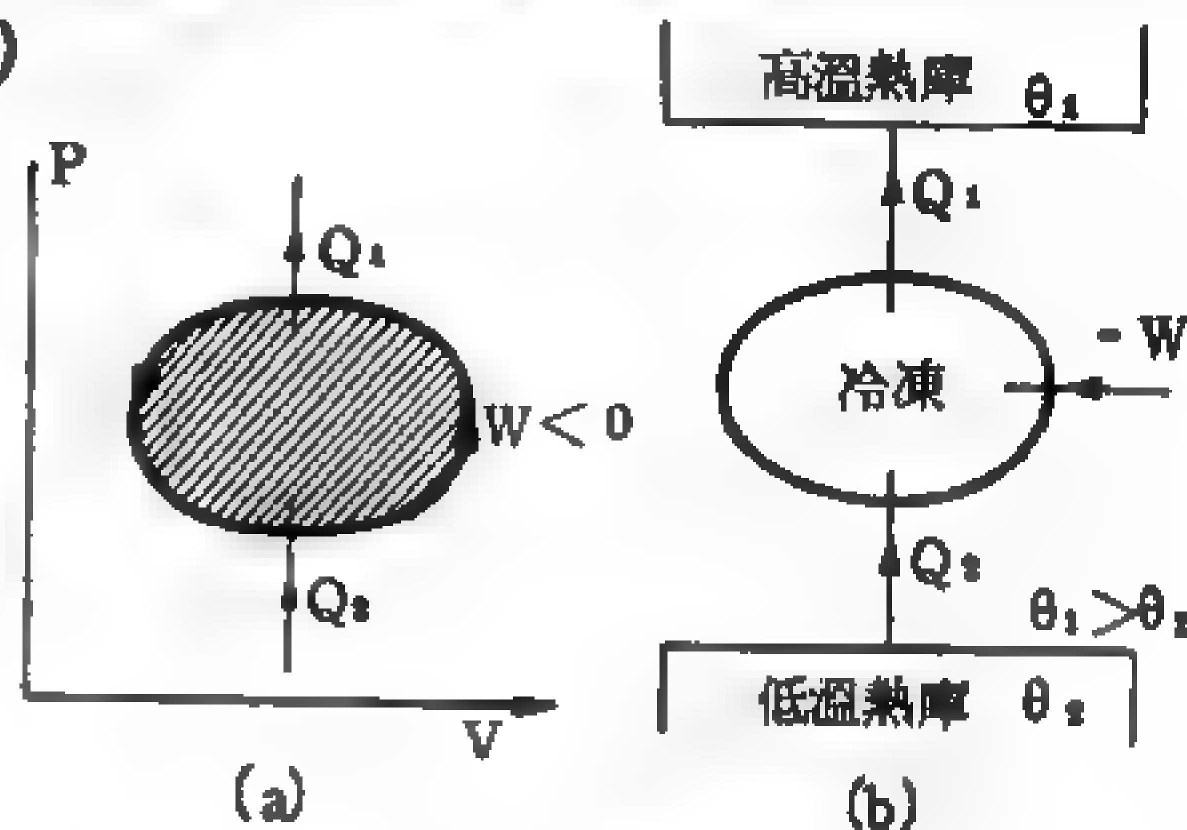


圖7—46　冷凍器圖式

【冷凍劑】（Refrigerant）

如二氧化碳（CO_2）、氨（NH_3）和氟冷劑（*freon*)等，其沸點隨著壓力降低而降低，利用此沸點與壓力關係，使冷凍器產生低溫者稱為冷凍劑。

冷凍劑的選擇，跟所用冷凍系統的性質有關。在一般情況之下，優良的冷凍劑應具有如下的性質：蒸發壓力與凝固壓力不應太高或太低，臨界點高，凝固點低，氣態與液態時之密度低，潛熱高，氣態比熱高，液態比熱低，性能係數高，穩定，無腐蝕性，電阻高，液態、氣態時之黏度低，導熱性能良好，無刺激性，無毒，不損傷食物、人體等等，此外，冷凍劑不應使系統中的潤滑劑之品質逐漸變壞，否則會由於缺乏潤滑而使機件受損。

目前最常使用的各種氟冷劑，係低分子量的氟氯（代）烴（*fluro-chloro compounds of low molecular weight hydrocarbons*），這是因為此種冷凍劑性質極佳的緣故。不過，有些大的冷凍設備還

是以採用阿摩尼亞較爲適宜。市面上出售的家庭“電冰箱”所用之冷凍劑*F*-12，係二氟二氯化甲烷（*dichlorodiflurometHane*，CCl_2-F_2）的商業名稱。若下常用冷凍劑的性質參見表，圖7—47所示是一些常用冷凍劑蒸氣的壓力與溫度的關係曲線。

冷凍劑	沸點 °F	凝固點 °F	臨界點 壓力 Psi	臨界點 溫度 °F	液體比熱 5-86° 平均值	液體比重（大氣壓下）
氨 NH_3	— 28.0	— 107.86	1,651.0	271.2	0.12	0.864
二氧化碳 CO_2	— 109.3	— 69.9	1,069.9	87.8	0.77	1.56
二氟二氯化甲烷 CCl_2F_2	— 21.7	— 247.0	582.0	232.7	0.23	1.48
氯甲烷 CH_3Cl	— 10.6	— 144.0	969.2	289.6	0.38	1.002
二氯甲烷 CH_2Cl_2	103.7	— 142.0	640.0	421.0	0.33	1.291
二氧化硫 SO_2	13.6	— 98.9	1,141.5	314.8	0.34	1.357
水 H_2O	212.0	32.0	3,226.0	706.1	1.0	—

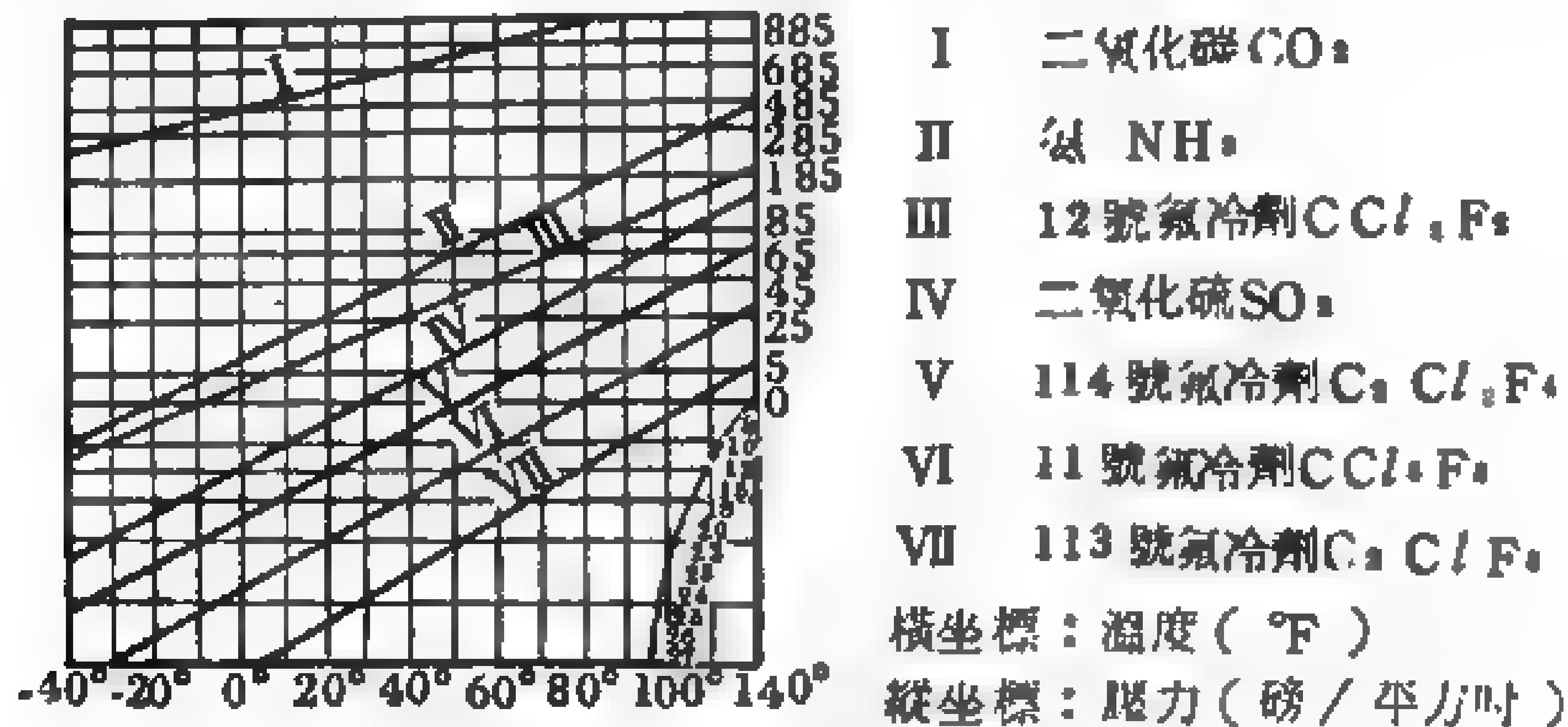


圖 7 — 47　冷凍劑蒸氣之溫度與壓力關係

【冷陰極】（Cold cathode）

不用加熱，僅藉電場冷陰極放射電子的。

【冷陰極管】（Cold cathode tube）

無給熱燈絲之電子管，稱爲冷陰極管。通常冷陰極管中都充以氖氣（*neon*）與其他氣體的混合物，並利用電場放射效應使氣體離化。因爲在管中無熱電子存在，所以其離化電壓則較熱陰極氣體者爲高，當然

各種冷陰極管離化電壓的高低也有出入。氖氣冷陰極管可分爲二類，一種是氖光管（*neon-glow lamp*），其陰極的形式與大小，都與其屛極相同，此管可由屛極向陰極傳導電流，也可由陰極向屛極傳導電流。如其一電極爲陰極，另一極則爲屛極，完全取決於所加電壓値之大小，在動作時其陰極都被一種特殊色彩的光所包圍（一般爲橘黃色），因此這種電子管可用做指示直流電壓之用。如果外加於其兩極的電壓爲交流，則兩極的周圍，均有放電（*discharge*）作用所產生的色光。當氖光管置於強無線電波所形成的電場時，並不需要直接加電，卽可用氖光管查驗何處有無線電波電場。

通常冷陰極管的陰極較其屛極大很多，因此，此種電子管只能單向導電，並且由於管的電壓降小，所以可做整流器（*rectifier*）用。再者，由於管在動作時，雖傳導電流有所變化，然而其電壓降幾乎維持一定，所以也可做電壓調整器（*voltage regulator*）用。

【冷發射】（Cold emission；Field emission）

當施一甚強的電場於金屬時，不管溫度是如何的低，卽有電子自金屬表面陰極側逸出而形成電流，此種電流稱爲冷電流（*cold electric current*），此種現象通稱爲冷發射或稱爲電場發射（*electric-field emission*）。

電子在金屬內和其表面附近之位能，如圖 7—48 中之折線$KLMN$所示者。其在金屬與眞空交界爲不連續，當一電子位於金屬表面之外方時，因其感應作用，

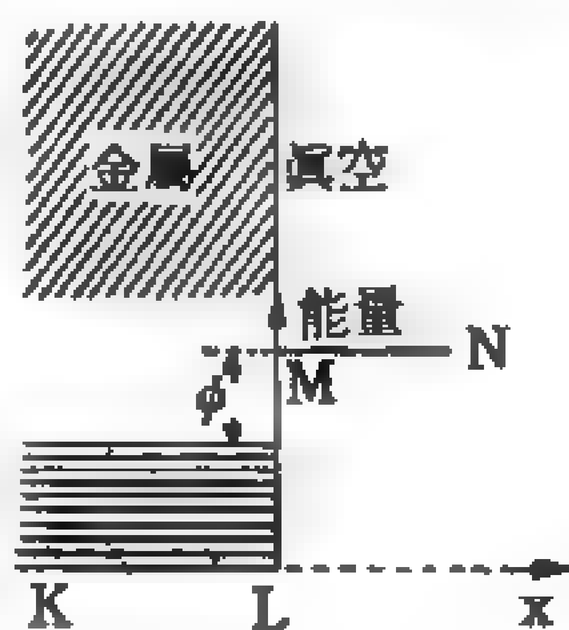


圖 7—48

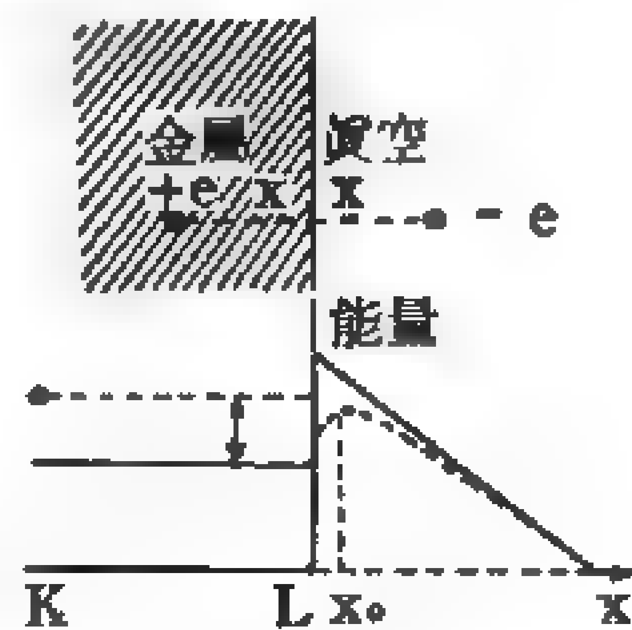


圖 7—49

金屬卽行極化，從而施一引力於該電子。根據電磁學，此種引力如同一處其對稱位置（就金屬表面言，見圖 7—49）之正電荷 e 施於該電子的

引力，於是處在金屬表面外之電子因金屬之極化而受的引力則為 $-\frac{e^2}{4x^2}$，此種力常稱為像力（*image-force*）。

當施以強度為 ε 之電場於金屬時，位於金屬表面外之電子，除像力之外尚受一電場作用於它的力，其總力為

$$F = e\varepsilon - \frac{e^2}{4x^2}$$

在此力場中，電子之位能為

$$U = U_0 - e\varepsilon x - \frac{e^2}{4x} \qquad (1)$$

此處之 x 為金屬外之電子離金屬表面之距離，x 之原點在金屬表面上。圖 7—49 中之虛線繪自（1）式，以示金屬外之電子的位能與距離 x 間之關係。如圖所示，此曲線在離金屬表面 $x = x_0$ 之處具有極大值，此 x_0 由次式

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_{x=x_0} = -e\varepsilon + \frac{e^2}{4x_0^2} = 0$$

而為 $x_0 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{\varepsilon}}$。將此 x_0 代入（1）式可得 U_{max}，此為

$$U_{max} = U_0 - \sqrt{e^3\varepsilon}$$

此 U_{max} 是位能箱之深度，亦即位能障壁之高度，較原高度 U_0，低下 $\sqrt{e^3\varepsilon}$。於是此時之工作函數 ϕ' 顯然為

$$\phi' = U_{max} - E_F = U_0 - \sqrt{e^3\varepsilon} - E_F = \phi - \sqrt{e^3\varepsilon} \qquad (2)$$

ϕ 為無電場時之工作函數。

就力學觀念而言，所具能量較 U_{max} 為小的金屬中之電子，因位能障壁之阻擋而不能逸出金屬外；反之，所具能量較 U_{max} 為大的金屬內之電子，由於它能越過位能障壁，可自金屬表面逸出。從（2）式，當外電場增大時，由於工作函數 ϕ' 減小，則每秒自金屬表面射出之電子之數目，即由逸出電子組成的電子流即行增加。其最大電子流當發生在 $\phi' = 0$ 之

情形。在此種情形，外加電場之強度顯然爲

$$\varepsilon = \frac{\phi^2}{e^3} = 7 \times 10^6 \phi^2 \ \frac{伏特}{厘米}$$

就鎢而言，此 $\varepsilon = 2 \times 10^8$ 伏特／厘米。

下面以隧道效應（*tunnel effect*）討論上面這問題。爲使問題簡單化，從此不計像力。當施一強度爲 ε 之外電場於金屬時，如不計像力，根據上述電子位能之曲線即變爲如圖 7—50 中之 $KLMN$ 折線之形式。在此種情形，位能障壁之高度仍爲 U_0，根據量子力學，其總能量之絕對值小於 U_0 之電子將以隧道效應之方式，穿過位能障壁而逸出於金屬外，此項逸出之或然率爲

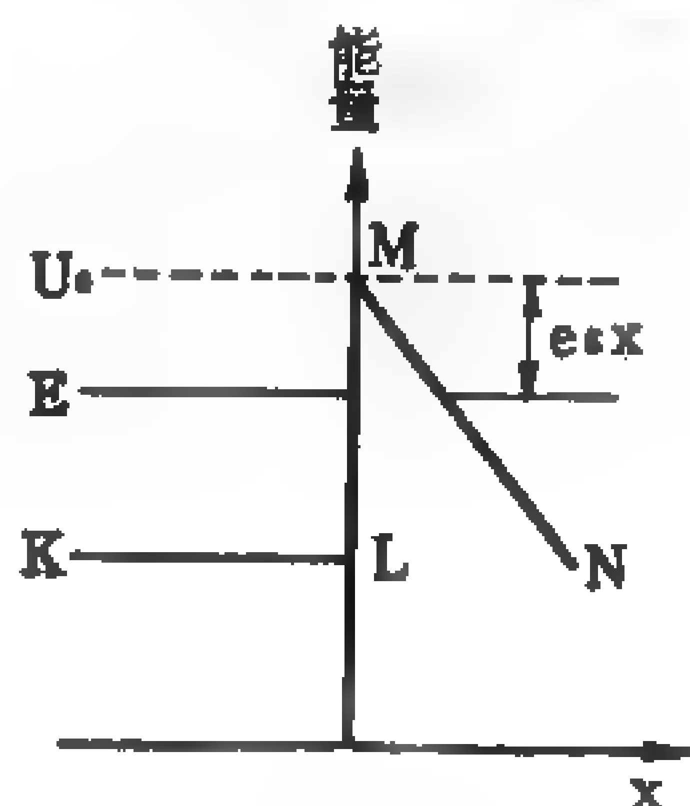


圖 7—50

$$d = \frac{4k^2k_0^2}{(k^2+k_0^2)^2 \sinh^2 k_0 b + 4k^2k_0^2}$$

在本問題，因 $\frac{1}{4}e^{-2k_0b}$ 較 $\frac{1}{4}e^{2k_0b}$ 爲小，故 $\sinh^2 k_0 b$ 近似等於 $\frac{1}{4}e^{2k_0b}$，於是上式尚可改寫作

$$d = \frac{4}{\frac{1}{4}\left(\frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k}\right)^2 e^{2k_0b} + 4}$$

分母中之 4 與 e^{2k_0b} 比可免計之，又因 k_0 與 k 的大小幾乎相等，故

$$d = e^{-2k_0b} = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m(U-E)}\,b}$$

此處之 b 係示長方型位能障壁之寬度，對任意型之位能障壁，逸出之或然率（透過係數），可從下式求之

$$d = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{U-E}\,dx} \qquad (3)$$

此式中之U爲位能障壁上任意點之位能，E爲電子之能量，皆爲對箱底之值。

從圖7—50 易知U爲

$$U=U_0-e\varepsilon x$$

$$\int_0^x\sqrt{U-E}\,dx=\int_0^x\sqrt{U_0-e\varepsilon x-E}\,dx$$

$$=-\frac{2}{3e\varepsilon}(U_0-e\varepsilon x-E)^{3/2}+\frac{2}{3e\varepsilon}(U_0-E)^{3/2}$$

因$U_0-e\varepsilon x=E$，故其第一項爲0。將此代入（3）式，即得透過係數d乃是爲

$$d=e^{-\frac{8\pi(U_0-E)^{3/2}\sqrt{2m}}{3eh}\frac{1}{\varepsilon}}$$

若令$\frac{8\pi(U_0-E)^{3/2}\sqrt{2m}}{3eh}=\alpha$，則透過係數$d$尙可簡寫作

$$d=e^{-\frac{\alpha}{\varepsilon}} \qquad (4)$$

就單位體積之金屬言，動量成分分別在p_x與p_x+dp_x，p_y與p_y+dp_y，p_z與p_z+dp_z間之一系電子，每秒抵達金屬內側壁之個數乃爲

$$\frac{2}{h^3}\frac{1}{e^{(E-E_F)/kT}+1}\frac{p_x}{m}\,dp_x\,dp_y\,dp_z$$

其中能穿過位能障壁，亦即能逸出於金屬外之電子數顯然爲

$$e^{-\frac{\alpha}{\varepsilon}}\frac{2}{h^3}\frac{1}{e^{(E-E_F)/kT}+1}\frac{p_x}{m}\,dp_x\,dp_y\,dp_z$$

如將此式乘以電荷e，而後再就p_x、p_y及p_z積分之，即得因隧道效應而於每秒自金屬單位表面所射出的電荷，此即冷電流密度，於是冷電流密度j可寫爲

$$j = e\int_0^{\infty} e^{-\frac{\alpha}{\varepsilon}} \frac{p_x}{m} dp_x \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{2}{h^3} \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT}+1} dp_y dp_z$$

$$= \frac{2e}{mh^3} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\alpha}{\varepsilon}} p_x dp_x \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT}+1} dp_y dp_z$$

在此務須注意者，即積分中 p_x 之下限，須取之爲 0 。根據法樂（*Fowler*）之計算，上式之計算結果爲

$$j = B\varepsilon^2 e^{-\beta/\varepsilon} \qquad (5)$$

此式中之 B 及 β 均含有工作函數之常數。依此式甚強之冷電流係產生在外電場強度爲 10^7 伏特／厘米之情形，此項計算值比前述值 10^8 伏特／厘米，更近於實測值（ε 約爲 10^6 伏特／厘米）。至今已知，以量子力學之隧道效應理論算出來的 ε 值與實測值間之差數，係由於吾人在理論上未給金屬表面之諸性質加以考慮所致。金屬之表面並不完全爲光滑者，因地而有甚強的電場，如在理論上給此加以適宜的考慮，則可將其差數消去。

總而言之，冷電流主因金屬中之電子，由隧道遷移而生。依（5）或(4)式，外電場愈強，則處在費米（*Fermi*）能階附近或其下之電子愈易於參與電場發射，以增強冷電流強度。

【冷鋒】（Cold frout）

優勢的冷氣團潛入暖氣團的下面，把暖氣團擡高而前進的鋒，稱爲冷鋒。鋒面的傾斜很急，所以雲的擴大範圍或下雨的範圍都較暖鋒狹小。

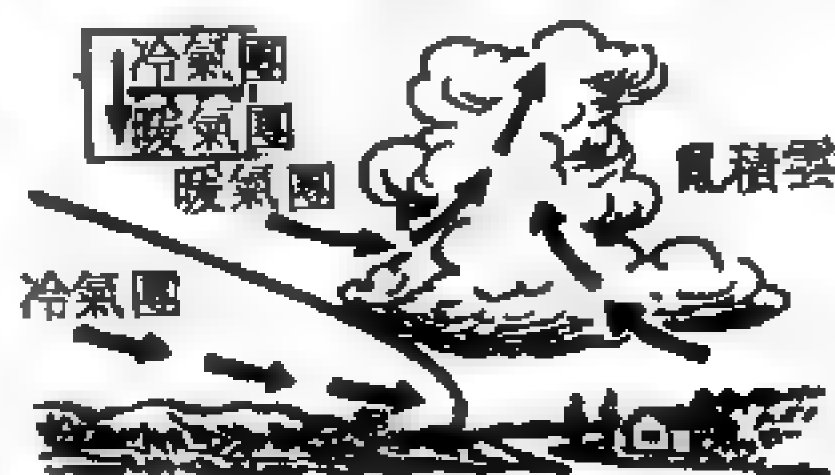


圖 7 — 51　冷鋒

當冷鋒自西而接近時，天空上很快地出現黑雲（亂積雲），落下傾盆大雨，有時還雜有雷聲或冰雹。雨在短時間便停止

，天氣再晴，但氣溫會下降而變冷。

【冷凝器】（Condenser）

汽缸中的廢氣如任其逸入空氣之中，勢須先克服大氣的反壓力（*back pressure*）。但如令其逸入眞空中，則反壓力自然不存在了，冷凝器的使用即在產生此一眞空。冷凝器又名凝汽器，爲一特製容器，以便廢氣進入後用冷水使之凝結。冷卻水可與蒸汽混合直接噴入（噴灑冷凝器），或經由一組導管使之通過冷凝器亦可。使用導管時，廢氣係凝結於管子的表面上，故稱爲冷面凝汽器（*surface condenser*）。

【冷凝劑】（Freezing mixture）

混合時可以獲得低溫的物質，稱爲冷凝劑。例如，將冰和食鹽混合時，冰吸收熔解熱而熔解爲水，一面食鹽結晶吸收熱而溶解於該水中，因這些熱量既未由外界輸入，勢非從冰－鹽－冷劑本身攫取不可，如此逐漸降低溫度，最後達到冰和食鹽的共熔點爲止。但是實際應用時溫度不一定達到共熔點即可利用。茲將實際可使用的冷凝劑重量組成比及可獲得最低溫度列於右表。不用冰亦可得到共熔點，而可用以作爲冷凝劑，例如

物	質	冰	溫度
NH_4Cl	20	80	$-15.4°C$
$NaCl$	24.8	75.2	$-21.3°C$
$CaCl_2 \cdot 6H_2O$	58.8	41.2	$-54.9°C$
$NaCl$	21.8	57.7	$-25.5°C$
$NaNO_3$	20.5		
$NaCl$	19.7	62.7	$-25°C$
NH_4Cl	17.6		

乙醇＋乾冰→$-72°C$

乙醚＋乾冰→$-77°C$

醋酸＋乾冰→$-78°C$

【初次充電】（Initial charge）

蓄電池作第一次充電時，常作過量充電。

【初宇宙射線】(Initial cosmic rays)

初宇宙射線是從外太空進入大氣層中的粒子；它們在大氣層中與氣體分子作用，而產生其他的粒子，這粒子我們稱之爲次宇宙射線。抵達地球表面上的宇宙射線中混含有初宇宙射線及次宇宙射線。

【初速度】(initial velocity)

物體開始運動時瞬間之速度。

【初控棒】(Shim rod)

卽粗控棒。

詳閱"粗控棒(*Shim rod*)"條。

【初基晶胞】(Primitive cell)

晶體結構的特性之一是平移不變性，卽完整的晶體經平移後，能保持結構不變。晶體內部任何一點的平移可以下式T表平行向量

$$T = n_1\tau_1 + n_2\tau_2 + n_3\tau_3$$

式中n_i 是包括零的任意整數，則任一組n_i 值均使晶體結構不變。

爲了使平移不變性得到最完全的描述，我們選一組不在同一平面且爲最小的向量τ_i，使上式成立，這一組向量τ_i 稱之爲初基晶格平移。右圖中τ_1、τ_2 爲二維空間晶格的初基晶格平移。

由初基晶格平移所形成的體積稱之爲初基晶胞，顯然晶體是由許多相同的初基晶胞所組成。



圖7—52

【初基點陣】(Primitive lattice)

由不同的晶格及根基，可以得到相同的原子排列；所以對於任一種原子排列，可以得到許多種不同的晶格。各種晶格中，晶格點的密度也不相同，點密度最大的晶格稱爲初基點陣，卽在採用初基點陣時，根基有最少的原子數。

【初期核輻射】(Initial nuclear radiation)

核武器爆炸後短期內（比方說一分鐘），由火球所發出的輻射。

參閱"剩餘核輻射（*Residual nuclear radiation*）"條。

【利、沙、特關係】（Lyddane-Sachs-Teller relation）

利、沙、特關係是指介電函數（*dielectric function*）ϵ 與縱向光性聲子頻率 ω_L 及橫向光性聲子頻率 ω_T 之間的關係。介電函數是電場在眞空中的値與其在有相同電荷分佈的介電質中的電場之比値，通常 ϵ 與由電磁場作用所產生的光性聲子（分爲橫向與縱向兩種）的頻率有關，但上述聲子的頻率又與光波的頻率有關（光波中磁場的效應較小）。由晶格動力學的方法可得：

$$\epsilon(\omega)=\epsilon(\infty)(\omega_L^2-\omega^2)/(\omega_T^2-\omega^2)$$

由這公式可知當電磁波的頻率滿足 $\omega_T^2<\omega^2<\omega_L^2$ 的條件時，$\epsilon(\omega)$ 小於零，所以電磁波無法傳送。SrF_2 的相對介電質函數（實數部分）與頻率的關係，已由實驗得到圖 7—53 結果。圖中 $\epsilon(\omega)$ 與橫軸的交點〔即 $\epsilon(\omega)=0$〕分別在 $\omega=\omega_T$ 與 $\omega=\omega_L$ 兩點，即

$$\epsilon(\omega_T)=\epsilon(\omega_L)=0$$

這可視爲 ω_T 與 ω_L 的定義。由此得到一有物理意義的結果爲

$$\omega_T^2/\omega_L^2=\epsilon(\infty)/\omega(0)$$

ω_L 與 ω_T 分別稱爲 TO 頻率與 LO 頻率，這就是利、沙、特關係式。

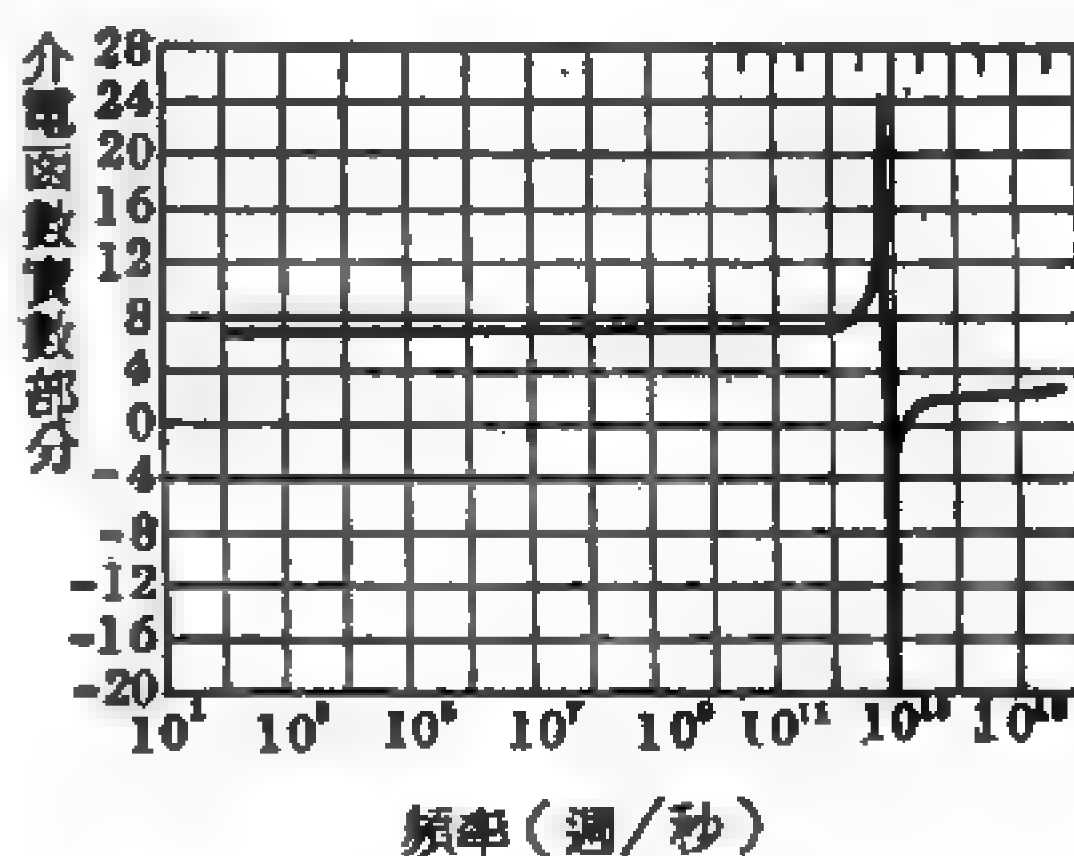


圖 7 — 53

【利歐特、厄門濾光器】（Lyot-Ohman light filter）

1932 年，天體物理學家仍無適當的方法利用單色光作日冕（*solar corona*）或太陽紅焰（*solar prominence*）的照相。雖然天文物理學家利用各種顏色濾光鏡的組合，使進入軟片的感光頻帶縮小到

300 Å，但還不理想；太陽光譜照相可以限制到 1 Å的頻帶，但這種技術應用於上述照相困難很多。

我們所要求的濾光鏡必須具備 1 Å或 2 Å的頻帶選擇能力，其中心頻率對應某一波長的光，如氫原子能譜中巴麥系（*Balmer series*）的 6,563Å 之 $H\alpha$ 線；假如有許多個適用不同波長的此類濾光鏡，天文物理學家就能夠攝得各種波長的一系列太陽照片，由照片研究可以曉得太陽的元素密度與分佈情形，這對於太陽的溫度，能量傳播等問題都足以提供寶貴的資料。

這問題終被法國科學家利歐特（*B.F.Lyot*）解決了。他放棄了尋找理想選擇吸收性物質的想法，他利用偏振雙折射的向色作用（*chromatism of birefringence*）而研究成功了。

他設計一系列的推遲器和起偏器，使其對某一特定波長（6,563Å）的光有極高的穿透力，而對其他波長的光，則幾乎無法穿透；每一個推遲器都放置在一對起偏器之間，對多色光而言，推遲器能利用橢圓以及方位的振動作光系的區別；而對於某方向振動的光的吸收，則由起偏器來達成。由於當時薄片形起偏器仍不實用，利氏採用了粗大的三稜形起偏器。直到 1938 年，瑞士的厄門（*Y. Ohman*）利用片形起偏器完成了精巧的設計。

如圖 7 — 54 所示，利歐特、厄門濾光器包括了六個線起偏器和五個線推遲器。起偏器的透射軸（*transmission axis*）成 45° 角；由平行光軸切割的雲母片所組成的推遲器則以其快軸平行水平方向。在這一系列的推遲器中，每一個的厚度皆為前一個厚度的二倍；因此其推遲度以及隨波長的變化量，都是前一個推遲器的二倍

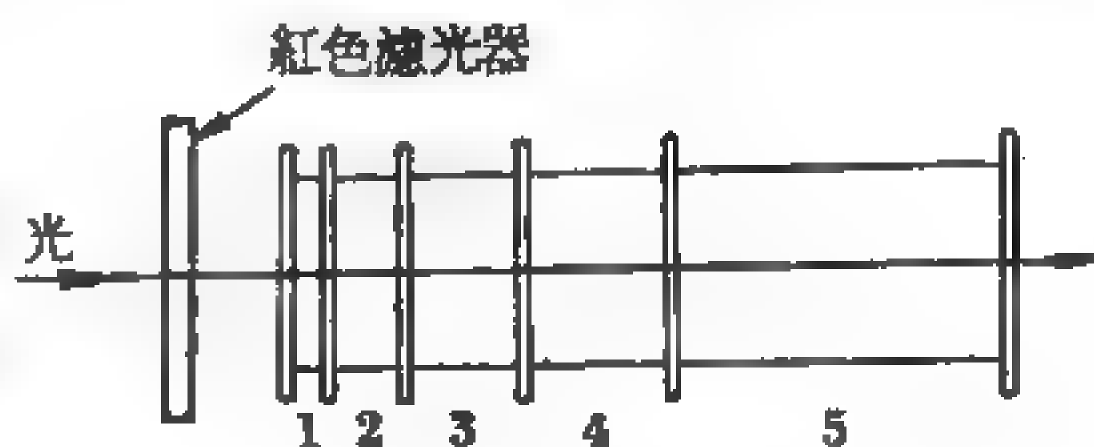


圖 7 — 54
利歐特、厄門濾光器五個逐漸增加厚度的推遲器被線起偏器個別分開，光由左至右射入

。

第一個推遲器接受線偏振 45° 的入射光，然後依它的波長改變其原來的相對相位；推遲器的厚度使得特定波長的光（6,563 Å）被推遲了 360°， 也就是被推遲了一個週期，因此使得這些波長光束能自由通過下一個起偏器（此起偏器的透射軸與前一個起偏器的透射軸平行）。至於其他波長的光，則因為推遲了不同的角度，而呈現不同的方位和橢圓形，以致於被下一個偏光器吸收了一部分，有些波長甚至完全被吸收。

圖 7—55 中最上圖顯示透射光譜曲線（*spectral transmission curve*）近乎正弦曲線具有兩個寬廣的波谷和波峯；第二個推遲器的厚度為第一個的二倍，故其推遲度對所要求的光而言為 720°， 因此這特定波長的光保持不變地通過起偏器，其他波長的光則經過不同程度的偏振，而被起偏器吸收了一部分，第二圖顯示有四個波谷和四個波峯；第三個推遲器的推遲度為 1,440°（對特定波長而言），因為所要波長的光是自由地通過偏光器，而其他波長則又被吸收了一部分；因此經過這一系列的推遲和吸收，波形在接近所要求的波長的地方愈顯得突出。

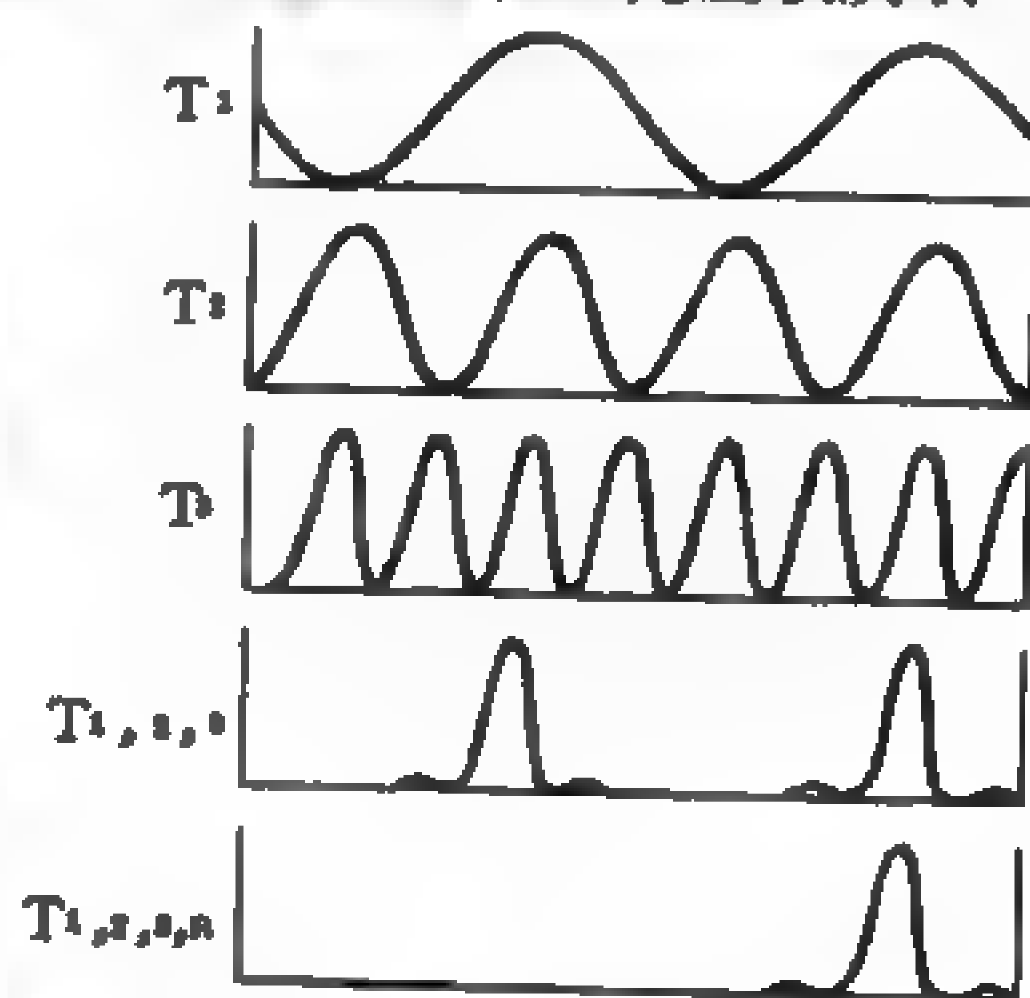


圖 7—55

簡化的三推遲器利歐特、厄門濾光器的透射光譜。T_1，T_2，T_3 為經三個推遲器個別之透射光譜；$T_{1,2,3,R}$ 是再加一紅色濾光鏡後的結果。

所有推遲器和偏光器的組合作用是相當奇特的：幾乎整個光譜完全消失了，只留下兩個狹窄的光帶，其中之一再利用一般常見的有色玻璃去掉，現在就只剩下一個簡單而狹窄的透射光帶存在，通常而言，它的寬度在 1 Å 與 3 Å 之間。近幾年來，干擾型狹帶濾光器的製作技術，進展得非常快（卽利用反射的光譜選擇原理的濾光器）。使得利歐特、厄

門濾光器相形失色。但在1961 年，三位澳洲科學家史第爾（ *W. H. Steel* ）、史馬特（*R.N. Smartt*）及積歐凡內里(*R.G.Giovanelli*）改良了原來的設計，使得通過帶寬度可以小到0.13 Å ，條件是入射光必須是平行的入射光束，同時濾光器溫度也需做很精細的調整，這種改良後的利歐特、厄門濾光器包含了八個*KN* -40薄片型起偏器和多於48 個的雲母和方解石推遲器。

【利薩如圖形】（Lissajou's figure）

方向互相成直角的二振動，重疊時所描成的位移圖形，稱之爲利薩如圖形。

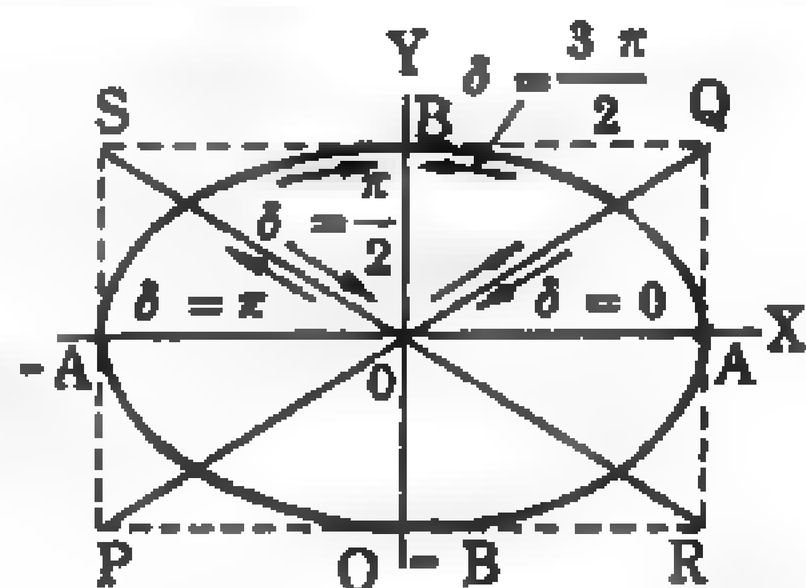


圖7 — 56

頻率相同而方向垂直之兩個簡諧運動之合成運動；質點之運動決定於兩個簡諧運動之相差

這可由質點在平面上運動，其 x 、y 坐標隨簡諧運動而振盪之情形得到說明。

如具有同一頻率之二簡諧運動，其質點沿 X 、Y 方向運動之情形可以方程式表示如下：

$$x = A\ sin\ \omega t \qquad (1)$$

及 $$y = B\ sin\ (\omega t + \delta)$$

δ 爲表示 x 坐標與 y 坐標之相差，ω 爲角頻率，A 及 B 分別表示振幅。故質點之運動限制在

$$x = \pm A \quad 與 \quad y = \pm B$$

各直線範圍內。

若兩運動同相，即 $\delta = 0$，則 $y = B\ sin\ \omega t$ ，可得到 $y = \frac{B}{A}x$ 之直線方程式，如圖7—56 PQ 即是，其所對應之運動爲簡諧運動；其振幅爲 $\sqrt{A^2 + B^2}$ ，因爲其沿 PQ 之位移爲

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A^2 + B^2}\ sin\,\omega t$$

若兩個運動之方向互相垂直，則 $\delta = \pi$，則

$$y = -B\ sin\,\omega t$$

可得到 $y=-\frac{B}{A}x$ 之直線方程式，R/S 所表示者，其所對應之運動也是簡諧運動；其振幅爲 $\sqrt{A^2+B^2}$ 。故當 δ 等於 0 或等於 π 時，兩個同頻率而互相垂直之簡諧運動之重疊，其結果爲同頻率之直線諧和運動（*rectilinear harmonic motion*）。

若當 $\delta=\pi/2$ 時，此一沿X軸及沿Y軸之運動稱爲二次運動（*quardratic motion*），此時

$$y=B\sin(\omega t+\pi/2)=B\cos\omega t$$

將此式與（1）式連結，則得

$$\frac{x^2}{A^2}+\frac{y^2}{B^2}=1$$

此爲圖 7—56 中之橢圓的方程式，而質點在橢圓上之運動方向爲順時針方向；這可由求出質點在 $x=+A$ 處之速度而予以證實，在 A 之速度方向平行於 y 軸。從（1）式可知在 A 點必有 $\sin\omega t=1$ ，而速度沿 y 軸之分量爲

$$v_y=dy/dt=-\omega B\sin\omega t=-\omega B$$

因爲 v_y 爲負值，故知運動之方向必然向下

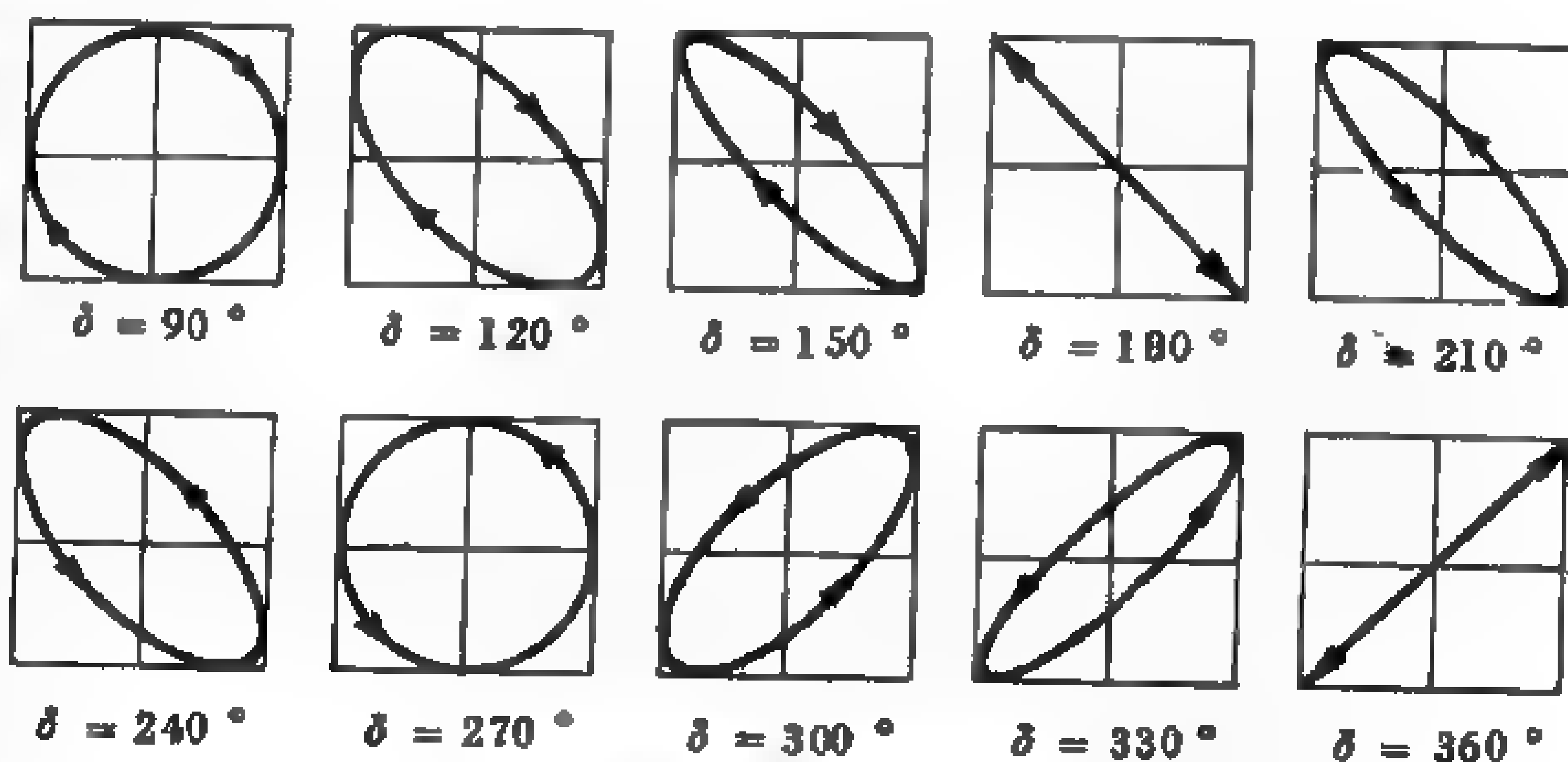
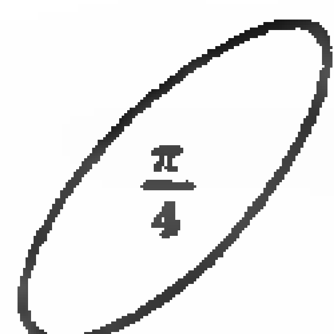
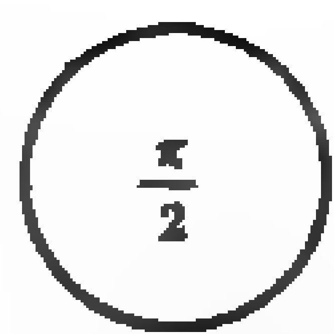


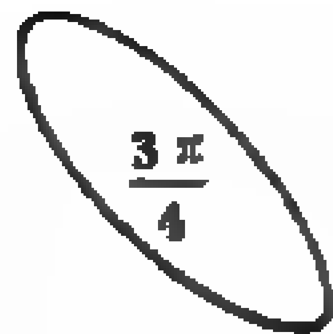
圖 7—57　兩個運動有特殊之相差時質點之路徑

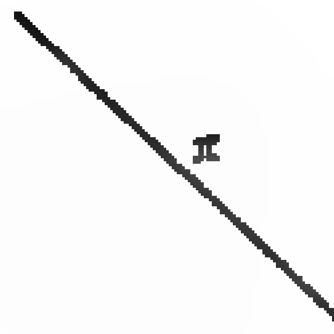
，亦即爲順時針方向。若 $\delta=3\pi/2$ 或 $-\pi/2$ ，可以得到同一個橢圓，但運動之方向爲反時針方向。因此，當相差 $\delta=\pm\pi/2$ 時，兩個同頻率

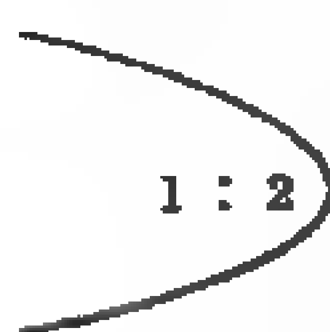
之簡諧運動重疊之結果爲一橢圓運動(*elliptical motion*)，而橢圓之軸與兩個簡諧運動之方向平行。當 $A=B$ 時，橢圓變爲圓而爲圓周運動。對任意相差 δ 時，質點之

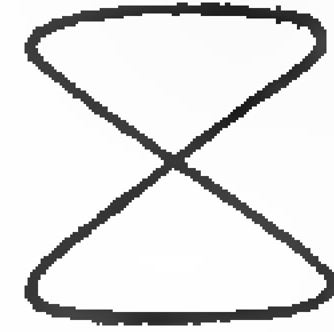


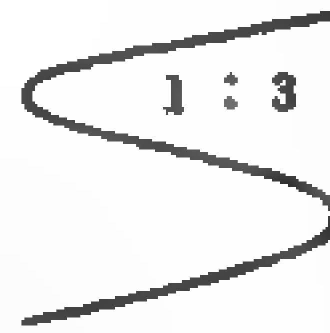


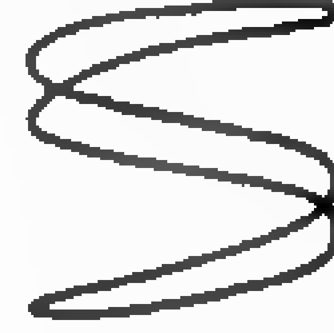
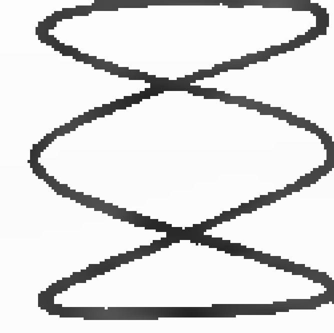


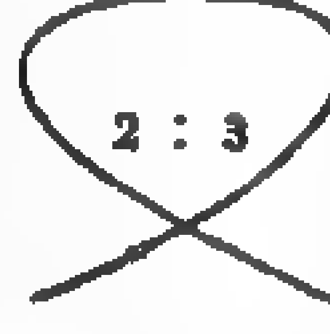


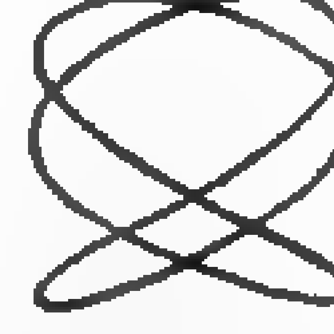


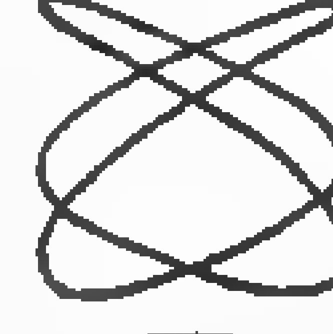



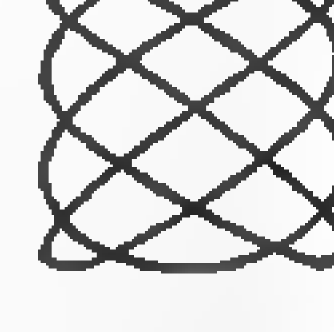



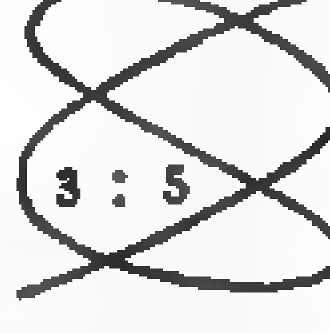









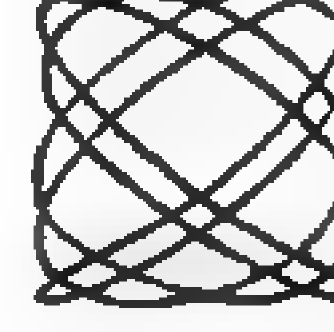



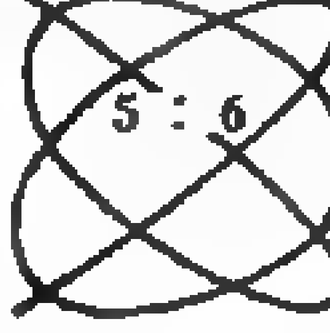


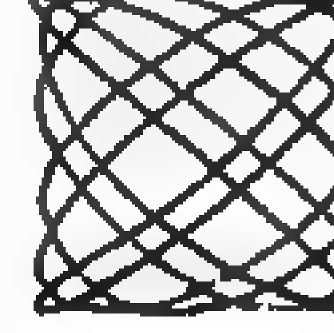












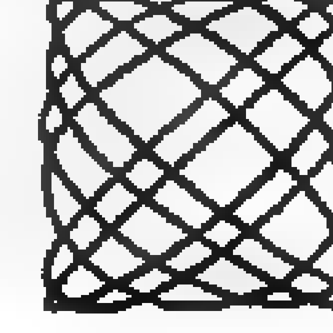



圖 7—58　利薩如圖形

路徑仍爲橢圓，只是其軸之方向與坐標軸之方向成一傾斜之角度。幾種選定之相差的路徑如圖 7－57所示。

另一種重要情況是兩個不同頻率而互相垂直之兩個簡諧運動之重疊，即

$$x = A_1 \sin \omega_1 t$$

$$y = A_2 \sin (\omega_2 t + \delta)$$

之重疊；其合成之路徑決定於其角頻之比值 $\omega_1 = \omega_2$ 及相差 δ 。以上所述這些路徑均稱爲利薩如圖形，圖 7－58 中所示爲幾種 $\omega_1 = \omega_2$ 值與幾種相差值之路徑圖形。它們係以 $\omega_2 = \omega_1$ 之比值以及沿 X 和 Y 方向運動的相差而定。

利薩如圖形，可由機械方法或陰極射線示波器求得。

1. 利用布拉哥曼擺（*Braggman pendulum*）描出利薩如圖形。如圖 7－59 在一擺中途結線，兩線上端固定在同一水平面高度，如與紙面垂直方向的振動，其擺長爲 l ，如與紙面平行方向振動，其擺長爲 l' 。因此擺墜即作擺長 l 及 l' 的兩個擺所作簡諧運動的合成運動。其振動路徑則稱爲利薩如圖形。隨著兩簡諧運動的頻率比及相位差，變成各種不同的圖形。

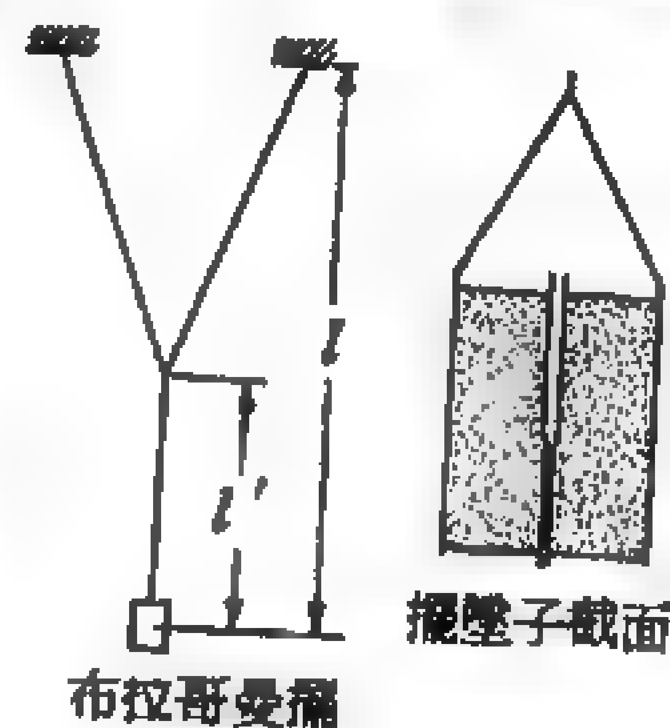


圖 7－59

利用空瓶或空罐作成漏斗形，裝細砂（鐵粉）代替上述擺墜振動，亦可在桌上以砂畫出同樣圖形。其裝置如圖 7－60 所示。

2. 利用示波器，顯示利薩如圖形。如圖 7－61 所示。

調整水平電場（HH'方向）及垂直電場（VV'方向）的相對強度，可使電子射束的方向偏向螢光幕上任一點，如果此二相互垂直之電場都是時間的正弦或餘弦函數，則示波器之螢光幕上，將呈現利薩如曲線。

【呎-磅】（Foot-pound）

在英制單位中，功的單位稱爲呎-磅，而簡寫爲 *ft-lb*。即一磅的力，作用一呎的距離時，所作的功。一呎-磅約爲13,000,000爾格，即等於1,356 焦耳。

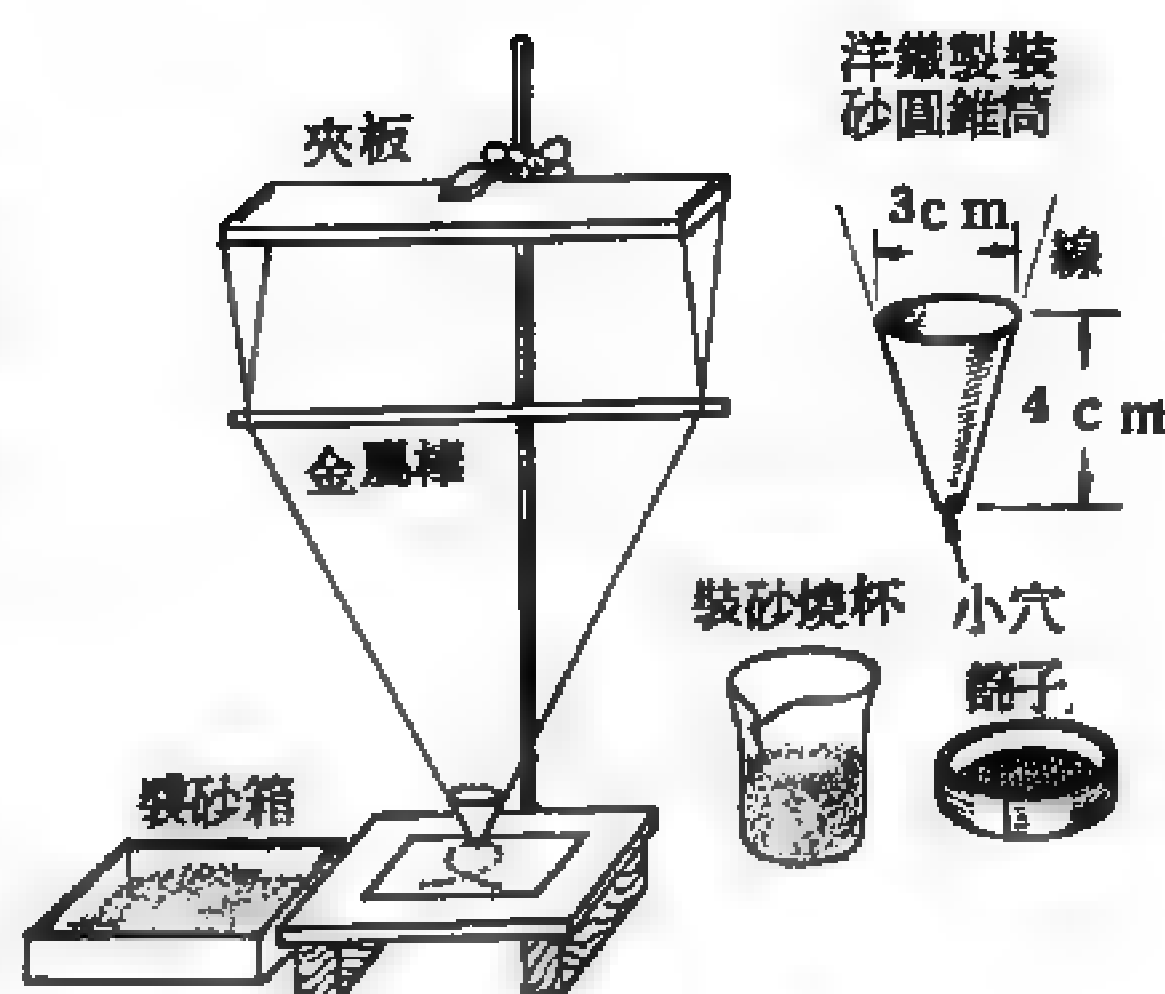


圖 7—60

【呎燭光】（Foot-candle）

一燭光的光源在一呎遠時的照度，定爲照度的單位，稱爲呎燭光。

呎燭光爲一個單位，而不表示呎和燭光的乘積。例如，在離三燭光的光源一呎遠處的照度爲三呎燭光；在離三燭光的光源二呎遠處的照度爲四分之三呎燭光。

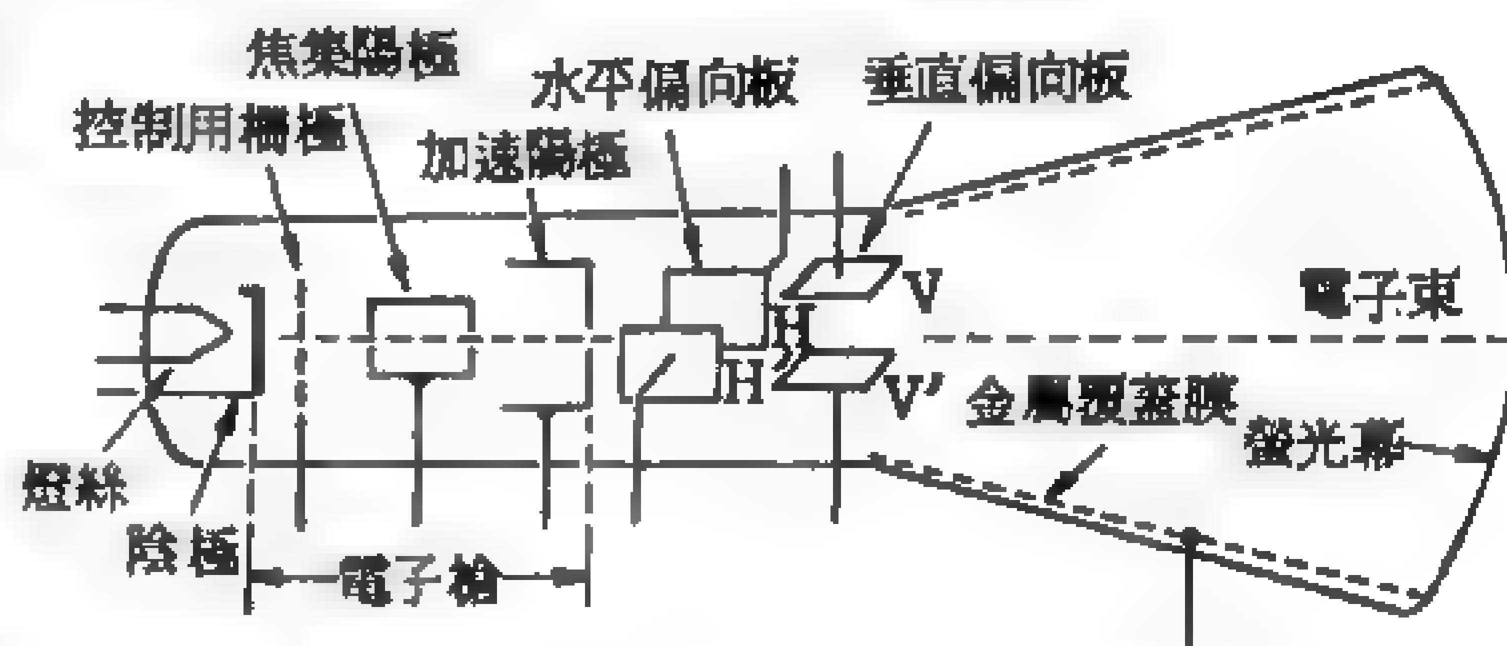


圖 7—61　示波器之構造，電子自陰極被射出。

參閱"照度（*Intensity of illumination*）"條。

【昉】（Phon）

聲音的等效響度單位；乃是相對於參考音的強度級的量度。參考音有一定的強度和頻率，公認的參考音的強度是均方根壓力爲每平方厘米0.0002 達因，頻率爲1,000赫茲，這是此頻率的低限強度。正常聽者以兩耳聽聞標準音及待測之音，改變標準音的強度至聽者感覺與待測之音相同爲止時，若標準音高於參考強度*N*分貝，則待測音的等效響度定義爲*N*昉。等效響度與聽者的判斷有關，故昉是主觀的標度。

【吳健雄】(Chien Shiung Wu 1913-)

1913 年五月二十九日生於上海，1934 年國立中央大學學士，1940年加州大學博士，現任哥倫比亞大學教授，美國科學院及中央研究院院士。其夫是高能實驗物理學家袁家騮博士（在布魯克海文國家實驗室）。吳健雄對原子核物理貢獻很大，1956 年底在華盛頓國家標準局以實驗發現宇稱性在弱交互作用時不守恆，證實楊振寧、李政道的預測，楊、李因此共獲1957年諾貝爾物理學獎。1963 年又曾以實驗（在她學生莫瑋協助之下）證實了吉爾曼的弱電磁理論。

【吸收】(Absorption)

吸收是指一些粒子或光子進入物質時，由於和物質的相互作用而減少其數目的現象；同樣的，也可以指一個粒子穿過一物質時能量減少的現象。例如氣體溶解於液體之現象。或一束光子或粒子穿過一特別物質時其強度就減弱。

【吸收比】(Absorptance)

物質吸進的光量與放射光量的比例值。

【吸收平均自由路程】(Absorption mean free path)

所謂吸收平均自由路程，即一分子被捕獲（*capture*）前所移動的平均路程。此乃碰撞截面與自由路程觀念之推廣。

【吸收式波長計】(Absorption wave meter)

吸收式波長計是一個具有標度和指示器的調諧電路，它是用來測量無線電波頻率或波長的裝置。

【吸收光譜】(Absorption spectrum)

凡是高溫度的固體或液體所發出的連續光譜，被其周圍低溫度的氣體所吸收，部分波長的光線，因而發生暗線光譜者，叫做吸收光譜。例如熾熱的太陽核心能發出各種波長的光線，因而產生一連續光譜。但是存在於太陽周圍之白熾的金屬蒸氣與氣體，則會從這些光線中吸收一部

分波長的光線，後者之波長與其本身所能發出的光線之波長相等。但此等外圍金屬蒸氣所發之光較為微弱，結果使太陽的光譜的各相應位置上呈現出許多十分淺淡的顏色。於是與亮度強烈數倍的周圍環境相形之下，就顯得黑暗了。因此這種含有暗線的光譜，即為吸收光譜。並且氣體原子吸收光子後，其能階即產生變化，故由吸收光譜的暗線中，可了解此種氣體原子的能階。更可由吸收光譜的暗線中，判知其所含的元素種類。此種所產生之光譜上的特性線稱為夫牢因和斐譜線（*Fraunhofer's lines*）。

下面討論，為什麼氣體能選擇吸收某特定波長的光？因為光線經過氣體時都有一個振動方向，這種振動便是一個轉變的電場。而氣體內又有許多電荷正好以同頻率振盪，與電場產生共振的現象。因而被激發吸收電場的能量，也就是吸收這頻率光的能量。至於這種振盪的頻率全憑電荷質量及鄰近原子吸力推力的大小而定。

下面分二種情形討論吸收光譜的情形：

【Ⅰ】氣體之銳線吸收光譜

由鈉蒸氣之吸收光譜，可知氣體吸收光譜中之譜線，僅為自發射譜線中之一選擇。例如，鈉蒸氣之吸收光譜中，僅示主線系，而並無銳線系與漫線系者（圖 7 — 62 ）。氫原子之吸收光譜僅示來曼系（*Lyman series*）。詳言之，即顯示於吸收光譜者，僅為關於原子正常狀態之線系。

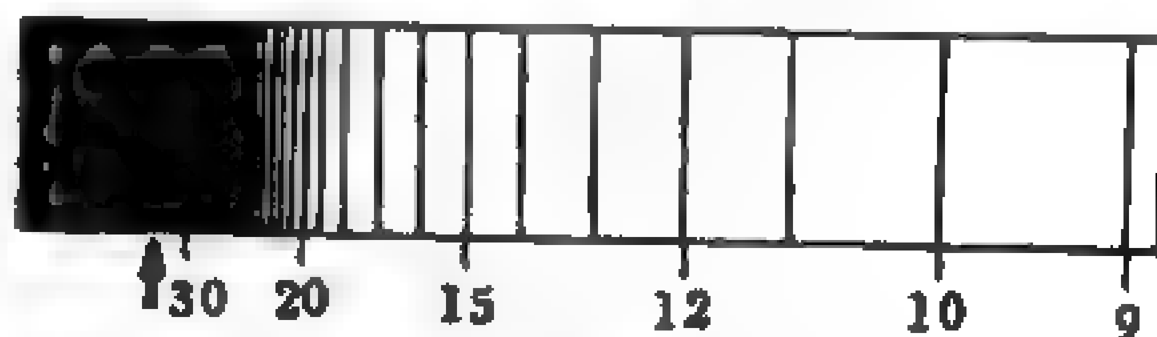


圖 7 — 62
鈉蒸氣之吸收光譜（做自照片）。意在吸收線系極限外方之連續吸收；極限以箭頭示之。

鈉原子吸收光能過程中，鈉原子係自入射光中吸收能量，而使原子由低能階狀態升至高能階狀態。此乃因產生連續光譜的入射光，含有各種能量的光子，當穿射過鈉蒸氣時，只有適當能量才能被原在正常能階狀態的鈉原子所吸收，而此吸收

能量恰等於能量階梯，使鈉原子由正常狀態激發至高能階狀態。如以E_i表示吸收光子前鈉原子的內能階，吸收光子後為E_f，則$E_f=E_i+E_{photon}=E_i+h\nu$ 。因此，僅有屬於鈉主線系之光譜線為之吸收。

氫原子可以吸收來曼系中所有之光譜線（$n=1$），但在通常情況下，並不吸收巴爾麥系（*Balmer series*）（$n=2$）者，此因紅光之量子，即巴爾麥線系第一線者，並不能遇及任何可以吸收該量子之原子，此即無一原子在受激階$n=2$者。但在太陽空氣中，原子氫確實吸收巴爾麥系之線。此一例外情形之解釋為：太陽之溫度，比實驗室中所能獲得者為高，由於此一溫度之結果，恆有甚小部分之氫原子（十萬萬分之四、五）已在第一受激階（$n=2$），故能吸收巴爾麥系之線。

所以銳吸收線示明一原子經光激發，僅能發生於光頻率正等於該原子所特具之數值。但在經電子撞擊之激發情況中，電子之動能，則必須等於或大於原子所需之能量。

【Ⅱ】氣體之連續吸收光譜；電離層

在鈉蒸氣之吸收光譜中，明示在線系收斂極限外方，有連續吸收之現象。此與銳吸收線間之透明現象成一明顯之對比（圖 7—62 中顯示在線系極限外方之暗黑與線間光亮之對比）。此種連續吸收，表明量子所帶之能量，較釋出鈉中電子所需之能量為多者，鈉原子亦能接受之。吾人可以假設多餘之能量，係變為釋出電子之動能。此光譜之連續特性，乃由於動能授於電子者，包括一連續之範圍。

此連續吸收光譜，在線系之外方逐漸衰減，此乃表明由於光所發生之游離過程，正在此極限之外方者，有最高之機遇率。頻率較此為高時，機遇率逐漸減小。此事對於所有物質，在甚高頻率下觀察時，即呈透明現象之解釋，甚為重要。

此連續吸收光譜之產生，與光電效應有極為相似之過程。所不同者，此處係從自由原子中釋出電子，而在光電效應中，則係自金屬表面釋

出電子。鈉蒸氣經波長較短於主線系收斂極限波長（2,412Å）之光照射時，即變爲導電者，因其已經游離之故。原子均可經充分高頻率之光照射而游離之，不過大多數之氣體，其所必須之電離能，遠較鈉所需者爲多。因此，就大多數之氣體言，僅有邊遠之紫外光可以使之發生游離，而此項紫外光則非實驗室中可輕易得之者。



圖 7—63　電離層對於無線電傳播之影響

氣體原子與分子經光之游離，對於無線電通訊至爲重要。它可以反射無線電波使之返回地球。如圖 7—63 示，此種交互反射，使無線電波即包藏於一球形殼內，從而能夠循地球表面走一甚長之距離。欲量度電離層之高度，則將無線電波垂直向上放送；從而量度自發送信號至來自電離層之無線電回聲間之時間間隔。用此方法，測知在 100 公里至數百公里間，有數個分隔之電離層。

此種電離層之起源爲日出時空氣離子之密度突然增加，與日落時之突然減小。在日蝕開始與終結時之效應，測知其正與上述者相反。此種觀測，證明此游離乃係由於發射自太陽之光。此正與鈉蒸氣線系極限外方之連續吸收光譜之過程相同。但在高層空氣中，欲使空氣游離即需要邊遠紫外光，此因高層空氣氣體之游離能較高，約在 9 與 16 電子伏特之間。

當可見光或紫外光被分子所吸收時，亦可見有相似之連續吸收光譜。但此種吸收與游離無關，因爲後者需要較高之能量。例如，圖 7—64 中所示分子碘 I_2之吸收光譜，表明在低於 4,995 Å波長處，有一段連續吸收光譜。此光譜之能量範圍（2.48 電子伏特及較高者）太低，不足以產生游離。此光譜與帶之收斂極限相關，係以分子振動能量之變更而產生。振動之極限，可以視爲分子在此時分離爲中性原子。在此極限外方之連續光譜，乃係由於分子吸收之光量子，除賦予自由原子之分離能

外，且賦予一些動能。光之此二效應，分子之分離與游離，均有連續特性之吸收光譜，此乃表明賦予生成物者，為連續範圍之動能。僅在此一方面，分子分離連續區(*dissociation continuance*)與游離連續區(*ionization continuance*)互相類似。此連續吸收光譜所顯示之分離過程，對於光化學反應至為重要，因為光所產生之自由原子有化學活潑性，可以產生第二次反應。

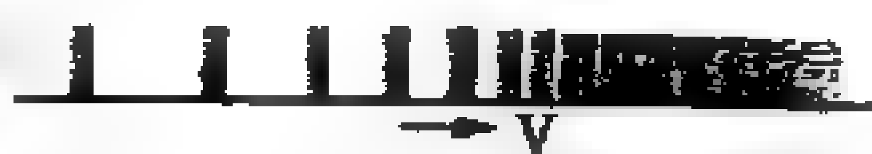


圖 7 — 64
碘氣（雙原子分子）之吸收光譜。一排銳邊線向一極限收斂，每一銳邊爲銳線之積結所成。在收斂極限之外方爲連續吸收光譜。

【吸收係數】(Absorption coefficient)

吸收係數有：

1 物質的吸收，例如一種氣體被一種液體吸收，則其吸收係數是溶解在一單位體積溶劑中的氣體體積。此係數 α 可寫成

$$\alpha = \frac{V_0}{Vp}$$

式中 V_0 是氣體在標準狀況之體積；V 是液體體積，p 則是氣體的分壓。

2 聲音吸收係數（亦稱為聲音吸收率）定義為入射聲能被介質所吸收的百分率。

3 應用在電磁輻射和原子、次原子粒子上，吸收係數普通用以量度一束光子或粒子在穿過一特別物質時其強度的減弱率。當可見光、X 射線或其他電磁輻射進入一物體時，一般來說有兩種不同的衰減形式。一部分向各方放射稱為散射；另一部分則被物質吸收而轉變成其他能量的形式。有時為了實用方便起見，將它們合併成總衰減或吸收係數。從電磁或其他輻射在穿越物質各種厚度的實驗中，發現物質中與輻射行進方向垂直的每一無限小薄層使輻射通量密度按薄層厚度之比例減弱。

故在穿透介質至 x 距離時的通量可用積分得到下述指數形式，稱為貝耳、朗伯 (*Beer-Lambert*) 定律：

$$I = I_0 e^{-ax}$$

式中 I_0 是進入介質時的通量（即當 $x = 0$ 時）。就吸收情況而言，常數 a 即吸收係數。在散射情況中，則 a 爲散射係數。故總衰減係數是吸收係數與散射係數兩者之和。

利用進入吸收物質的輻射量，可以計算吸收係數。可見光之吸收係數爲波長的函數，在此情況之下，吸收係數稱爲光譜吸收係數。吸收係數除以吸收介質之密度則稱爲質量吸收係數。

下表列示四種物質（鉛、鐵、鋁、水）對 γ 射線的吸收係數，單位爲厘米$^{-1}$。

由右表可知密度較大的物質，吸收係數也較大。就所列四種物質而言，鉛吸收係數最大，水最小。

γ 射線能量 (MeV)	水	鋁	鐵	鉛
0.5	0.090	0.23	0.64	1.7
1.0	0.067	0.16	0.44	0.77
1.5	0.057	0.14	0.40	0.57
2.0	0.048	0.12	0.33	0.51
3.0	0.038	0.090	0.30	0.47
4.0	0.033	0.082	0.27	0.48
5.0	0.030	0.074	0.24	0.48

【吸收限】（Absorption edge ; Absorption limit）

在吸收光譜尤其是X射線的吸收光譜中，其強度之斷點處的波長，亦是吸收光譜上所出現的銳線。如圖 7—65（見下頁）表示銀的質量吸收係數（即 μ/ρ，ρ 爲物質的密度）對波長的關係。當波長減少時（頻率增加），μ/ρ 的值下降，可是在某些特定的波長，μ/ρ 突然上升，然後再逐漸下降，直到再遇到一個突然上升的波長。這種不連續的變動即稱爲吸收限。

【吸收電流】（Absorption current）

電容器充電經相當時間後，其所漏去之電流，是由於絕緣體之吸收，稱爲吸收電流。

【吸收電路】（Absorption circuit）

振盪電路全路之磁感量線圈，電容器及其固有高頻率耗阻，均稱爲吸收電路。或稱爲負荷電路（*load circuit*）。

【吸收截面】（Cross section of absorption）

詳閱"X射線之吸收（*Absorption of X-ray*）"條。

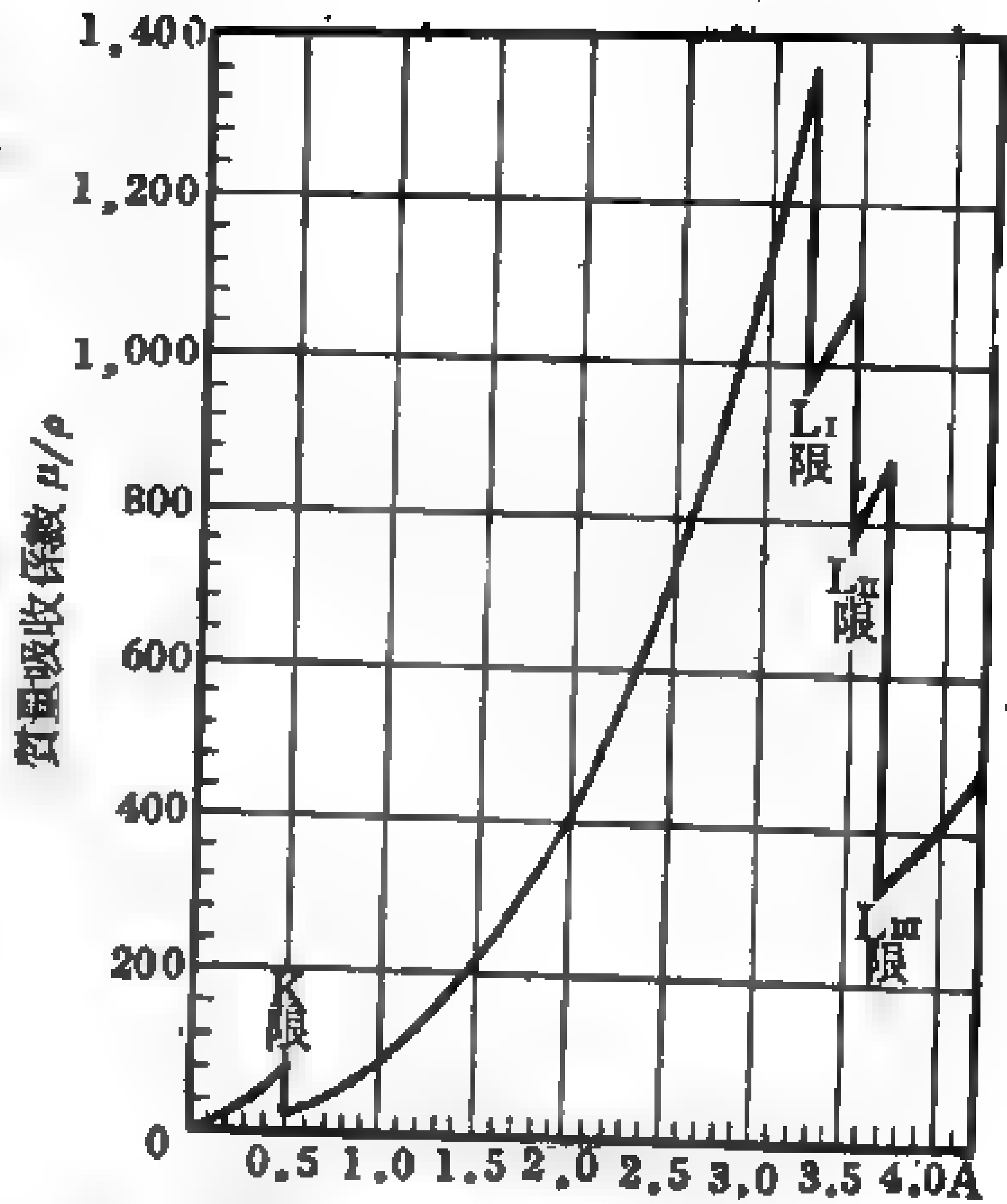


圖7－65

銀對X射線的質量吸收係數 μ/p 對波長的關係，圖中現出 K, L_I, L_{II}, L_{III} 的吸收限。

【吸收劑】（Absorber）

吸收劑是指任何能吸收或減弱游離輻射強度的物質。如硼、鉿、鎘等能吸收中子，可製成反應器的控制棒。水泥和鐵在反應器屏中吸收 γ 射線及中子。除非 β 粒子的能量實在太大了，否則一張紙或薄鐵片也能吸收或減弱 α 粒子或 β 粒子。

【吸收劑量】（Absorbed dose）

當游離輻射通過物質時，一部分的能量被物質所吸收。單位質量被照射物質所吸收的輻射量稱爲吸收劑量，此量通常以雷得（*rad*）及侖目（*rem*）來表示其大小。侖目卽人體侖琴劑量，雷得卽輻射吸收單位。

【吸附】（Adsorption）

氣體積留於固體表面之現象，稱爲吸附。例如新製木炭可吸附本身體積90 倍之氨（NH_3），35 倍之二氧化碳（CO_2）；胃中有過剩氣體

，也可用碳錠吸附之。

【吸取泵】（Suction pump）

利用大氣壓力，抽取地下水的唧筒，稱爲吸取泵。如圖7—66所示，此種泵係由一鑽穿的活塞X所製成，活塞由於雙臂槓桿的作用，能在筒身內上下運動。在筒身與吸升管之間，有一底部活門v_2，就像一扇門似的能夠向上開啓。第二個類似的活門v_1則安裝在活塞孔上面。如果將活塞向上提動，結果由於泵裏的空氣體積增大，筒內空氣壓力降低，外間大氣的空氣壓力遂將少許的水壓入吸升管中。在這一過程中，活門v_1係保持關閉狀態，而活門v_2則相反的會被從吸升管中流進泵內的空氣向上推開。接著將活塞重行壓下時，筒身裏面的空氣因爲受到壓縮，乃使v_2關閉，v_1開啓，而空氣則經v_1流出。此時，已被提高的水柱，仍可保持其原有高度不變，因爲在封閉的吸升管中所減小之空氣壓力並未改變。再將活塞提上時，則上述過程又將重複一遍，此時，水已鑽進筒身之中。再一次壓下活塞時，則在活門v_2關閉情況之下，起先就有空氣經v_1流出，然後，已經存在筒內的水也跟著流出。現在接著再將活塞提高，活門v_1遂行關閉，活塞上面的水就跟著被提到出水口，同時在活塞的下面，又有新的水被吸進，如此繼續的循環下去。在每一次活塞降下的行程中，加在活塞上的壓力經水傳向各方，使底部活門v_2關閉，因此水就不能由筒身內經過v_2而回到吸升管中。但是這同一水壓卻把活塞活門v_1向上頂開，而使筒內能有一部分的水越過活塞。在正常的氣壓下，

圖7—66　吸取泵的工作程序

地下水被提升之距離不能超過10.33米，實際上普通的唧筒只能將水吸高到7～8米，此乃由於活塞絕不能和筒身完全密貼，不能產生完全的眞空所致。

【吸音】(Absorption of sound)

當音波在介質中行進時，鄰近的物質受壓力而產生位移。這種位移因介質質點間具有彈性而發生振動，使一部分的“能”轉變爲“熱”(這種熱在理論上存在，但極難用儀器測出，更無法以感覺察知)。彈性介質對於其內部質點的振動，具有一種阻滯力(*damping force*)，這種阻滯力使位移振幅減小。以上這二種特性，使音波在行進中逐漸減幅(*damping*)，這種減幅的特性就是物質吸音的重要原因。

流體物質較剛體物質的阻滯力更大，因流體物質具有黏性(*viscosity*)，這種黏性可視爲流體的內摩擦，其作用可以阻滯物質內部各鄰層間的相對運動，故亦助長彈性復原的阻滯力。因流體的黏性作用，使音波在流體中傳播時消耗的能較剛性固體中爲大，也就是說流體較剛性固體更具有吸音的特性。

流體介質如約束在管內，則黏性效應因流體附黏管壁而更加增大，管愈細，此一現象便愈顯著，所以多孔的物質如厚毛氈等的吸音特性更爲顯著。

通常傳播聲音的介質是空氣。由於氣候變化，空氣的介質物理性質亦有所變化。其他如反射、折射及繞射等現象均能使介質產生一種阻滯力，阻滯力對於聲音的影響比上述的吸音作用更大。

【吸留】(Occlusion)

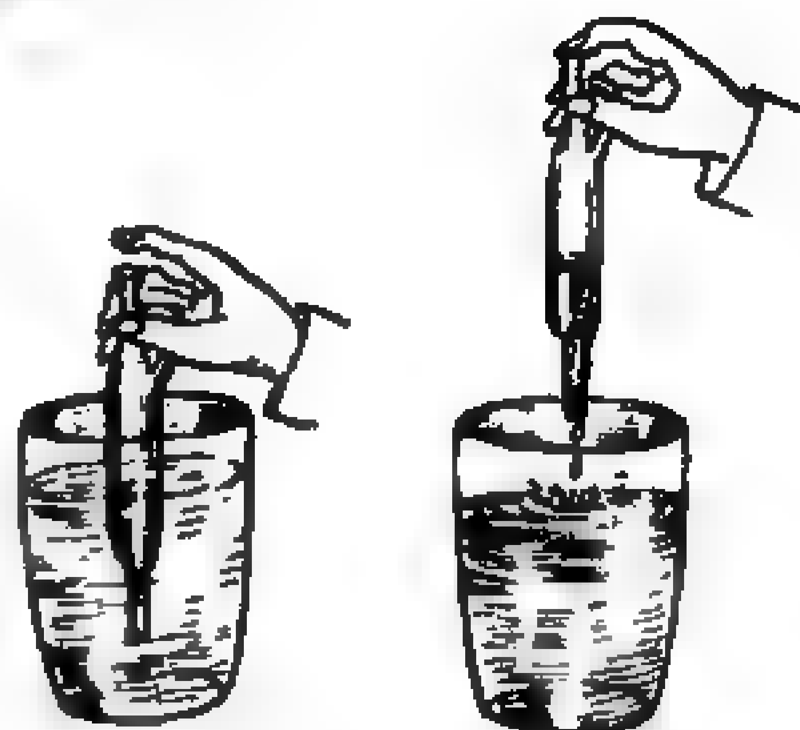
金屬之吸聚氣體，有時可及於內部組織者，稱爲吸留。如X射線管及電子管，因其中金屬部分吸留之氣體逐漸放出，可使眞空程度降低，糾正時需長時加熱。

【吸氣孔加熱器】(Air-intake heater)

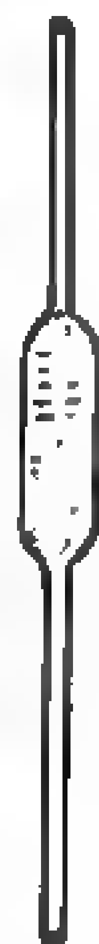
一種機件，用以增高進入氣化器空氣的溫度。

【吸管】(Suction tube)

這是一種腰部擴大的玻璃管(圖7—67)。在管子上口敞開的情形下，將管尖插入一液體中，液體就由下端開口處進入管內，並升到管外液體表面的高度。用手指壓閉上口，把吸管從液體中提出來，就會有少許液體留在管子裏。


圖7—67　吸管

在提出吸管的一瞬間，吸管的出口處便會受到封閉空氣所具有的大氣壓力加上吸管裏液柱壓力的作用。對外界氣壓而言，內部就發生了小小的超壓，使得吸管裏排出幾滴水來。於是封閉空氣的體積遂因此略伸，空氣壓力也就略減，由於此一空氣空間與外界氣壓相比，具有較低壓力，乃發生了那種我們所熟悉的吸取作用。吸管裏要滴出如此之多的水來，也就是管內的空氣壓力要降減到如此之低，直到內部的空氣壓力加上液體壓力後，在出口處等於外界氣壓時爲止。我們現在就可將管子裏所剩下的液體，連同吸管一同搬移。然後如將手指再行移開上口時，便又會流出液體來，用這種方法我們可以將試液從一個容器移到另一個容器中。小型吸管又稱爲滴管(圖7—68)。


圖7—68

【吸盤靜電計】(Attracted dise electrometer)

此器有兩個平行之金屬板A及B，以備與欲測量電位差之兩點分別聯接。在居上之A板中心，有一部分S可上下移動。圖示此部分懸於天平之一端。A與B如有電位差，則此可動部分即被B吸引。吸引力之大小，可藉天平測定之。此器居上之板所以分作兩部分之理由，乃以謀經過該板中心之電場得呈均勻狀況，免受



圖7—69

板邊之影響。如是，由可動部分S之面積，兩板之距離d及天平所示之吸力，即可計算電位差（V_a-V_b）之大小。

【吸聲係數】（Coefficient of sound absorption）

每平方米物質之吸音本領，以平方米開窗爲單位計得之値，稱爲該物質之吸聲係數。

參閱"吸收係數（*Absorption coefficient*）"條。

【吸聲裝置】（Sound absorber）

如播音室的排除雜音和清除回音的一般裝備。

【吹奏樂器】（Wind instrument）

由吹奏使氣柱振動而發音的樂器，稱爲吹奏樂器。如笛、簫、口琴、風琴等是。音調的高低，多由氣柱的長短或金屬片的短、長、薄、厚來決定。氣柱長度的變化，又利用管側孔洞的開閉來控制。

【呂伯】（Rep）

*Rep*是*Röentgen equivalent physical*字頭的組合，今已廢棄不用，而代之以雷得（*rad*）的任何游離輻射的吸收劑量單位。其値等於每克有93 爾格的能量。

【含介子原子】（Mesic atom）

一個負π介子被捕獲環繞於原子核的穩定軌道，此時原子稱爲含介子原子。

【含時微擾學說】（Time-dependent perturbation theory）

與靜態微擾時一樣，假設漢彌頓算符（*Hamilton's operator*）仍爲

$$H=H_0+H'(t)$$

此時的微擾算符$H'(t)$爲時間的函數。且H_0仍爲已知，即

$$H_0u_k=E_ku_k$$

與時間有關的薛丁格方程式爲

$$H\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

今將波函數ψ寫爲

$$\psi = \sum_n a_n(t) u_n e^{-iE_n t/\hbar}$$

以此代入薛丁格方程式，則得

$$a_k(t) = (i\hbar)^{-1} \sum_n < k | H'(t) | n > a_n(t) e^{i(E_k - E_n)t/\hbar}$$

同樣，在此引進參數λ，以$\lambda H'$代替H'，且使

$$a_n(t) = a_n^{(0)} + \lambda a_n^{(1)} + \lambda^2 a_n^{(2)} + \lambda^3 a_n^{(3)} + \cdots$$

由此可知第零級微擾爲

$$a_k^{(0)} = < k | m > = \delta_{km}$$

第一級微擾爲

$$a_k^{(1)} = (i\hbar)^{-1} \int_{-\infty}^{t} < k | H'(t') | m > e^{i(E_k - E_m)t'/\hbar} dt'$$

躍遷機率亦可由此求出。假設$H'(t)$微擾是在時間爲零，t_0之間加入。則由定態n躍遷至某狀態K的單位時間的躍遷機率w爲

$$w = \frac{1}{t_0} \int | a_k^{1} (t > t_0) |^2 \rho(k) \, dE_k$$

式中$\rho(k)$爲在K狀態的能量密度。

【均勻介質】(Homogeneous medium)

光可透過的物質，如密度均勻，則稱爲均勻介質。例如，從窗隙透進室內的太陽光，所經過的均勻介質就是空氣。

【均勻場】(Uniform field)

在某一區域中，每單位面積通過的力線是相等者，則此區域稱爲均勻場。

【均勻電場】(Uniform electric field)

凡在某區域內，一電荷所受之力，不因位置而變時，此區域內的電場稱爲均勻電場。

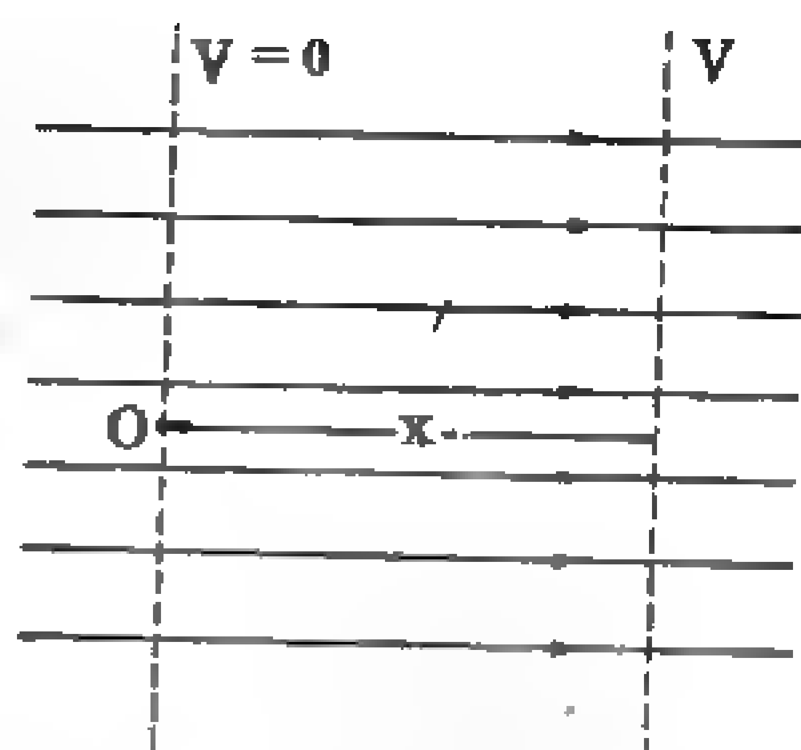


圖7—70 均勻電場

若置X軸平行於均勻電場（圖7—70），則

$$\varepsilon=-\frac{dV}{dx}$$

因ε爲常數，並假定$x=0$處$V=0$，由積分則得

$$\int_0^V dV=-\int_0^x \varepsilon\,dx=-\varepsilon\int_0^x dx \text{ 或 } V=-\varepsilon x \qquad (1)$$

此爲一非常有用之關係式，已示之於圖7—71中。所注意者因(1)式中之負號，故電場指向於電位遞減方向上。現考慮兩點x_1與x_2，由方程式(1)得

$$V_1=-\varepsilon x_1 \quad \text{與} \quad V_2=-\varepsilon x_2$$

上二式相減卽有

$$V_2-V_1=-\varepsilon(x_2-x_1)$$

設$d=x_2-x_1$，得

$$\varepsilon=-\frac{V_2-V_1}{d} \quad \text{或} \quad \varepsilon=\frac{V_1-V_2}{d}$$

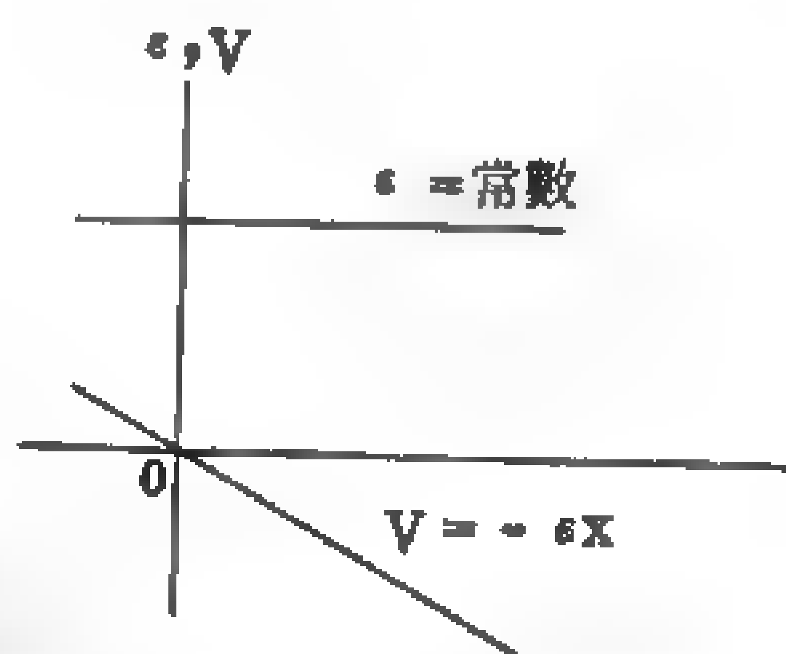


圖7—71
均勻電場中ε與V之變更

雖然此關係式僅適用於均勻電場，但若距離爲d兩點間之電位差V_1-V_2爲已知，亦可利用此式估計其電場。若電位差V_1-V_2爲正，電場指向自x_1至x_2的方向上，若V_1-V_2爲負，則電場指向相反的方向。

【均勻電場中之電壓】(Voltage of uniform electric field)

將一個平行板電容器與蓄電池的兩極連接起來，則在其板A與B間電會產生一獨立均勻電場。設其兩板間的距離d等於0.1厘米，兩板間的電壓爲150伏特（電壓可由一個經過校正的靜電計，與兩板連接而測得）。若將板的距離增爲0.2厘米時，則見靜電計中顯示300伏特的電壓，板距增爲0.3厘米時，電壓亦增爲450伏特（見表），依此類推。故電壓V與板的距離d乃成正比。

d （厘米）	V （伏特）	$\frac{V}{d}$
0.1	150	1,500
0.2	300	1,500
0.3	450	1,500
0.4	600	1,500
0.5	740	1,480

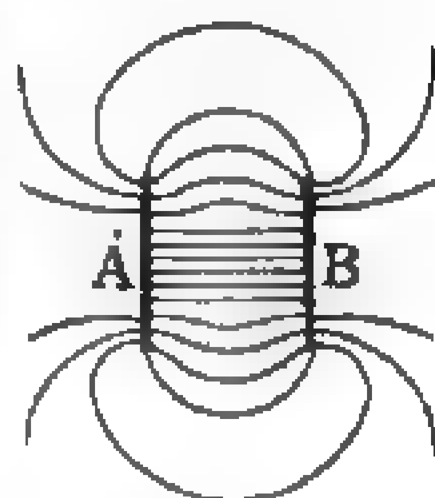


圖 7 — 72
板距較大時的電力線圖。兩板相距越遠，則邊上的電力線，其彎曲程度亦越大，因此電場的均勻部分亦越小。

但此一比例性只在d甚小時才能成立，並非無限制的有效。在上表中，當$d=0.5$厘米時，已有顯著的偏差了。這一點可用以說明電力線的路程在兩板的距離增大時發生變化的情形（圖 7 — 72）。板B與A之間的距離越遠，則由A出發的電力線，其抵達於板B上的數目越小。這些額外的電力線，一部分係以桌面、一部分以牆壁和屋頂爲其終點。

【均勻熱中子反應器】（Uniform thermal neutron reactor）

構造如圖 7 — 73 所示，此種反應器的核心是用分裂物質（如鈾－235）與中子緩速劑的均勻混合物製成，推進劑是用液態氫。核分裂產生的熱能大部分散在緩速劑中，故溫度最高部分在緩速劑，因此緩速劑除了使中子緩速外，並且要能耐高溫。石墨與鈹



圖 7 — 73
均勻熱中子式核能火箭引擎構造簡圖

都是合於這種條件的物質，石墨減速中子的能力較低，因而爐心體積與重量較大爲其缺點。但鈹雖有較佳的減速中子能力，惟耐溫度較石墨爲低（須在 1,000° F 下操作）。在用於火箭中，高溫可得較高之比衝量，所以用石墨比鈹效果大。不過石墨不能與氫直接相接觸，否則將受氫流的侵蝕。

【均勻磁場】(Uniform magnetic field)

在某區域內，若磁場強度之數値均等，其方向又均平行，則在此區域內之磁場，稱爲均勻磁場。

在均勻磁場中，加於與磁場方向垂直的通電導線上的作用力 P，乃與磁場強度 H、電流強度 I 及該導線的長度 l 成正比，即

$$P = \bar{\mu}_0 H \cdot I \cdot l$$

比例常數 $\bar{\mu}_0$ 在 H 以 Aw/cm，I 以安培，l 以厘米，P 以大達因（*gross-dyne*）表示時，其値爲 1.256×10^{-4}。

【均分定理】(Equipartition theorem)

由古典統計力學，波茲曼（*Boltzmann*）導出任何熱力系統的每一自由度所含有的能量均爲 $\frac{1}{2}kT$，k 爲波茲曼常數，T 爲絕對溫度，此即均分定理。在理想氣體中，一單原子分子有三個運動自由度，故其能量爲 $\frac{3}{2}kT$。雙原子分子有七個自由度，能量應有 $\frac{7}{2}kT$，包括移動動能 $\frac{3}{2}kT$，轉動動能 kT，和振盪能量 kT。但是由於轉動能，尤其振盪能，在相當高的溫度下才能出現，故在低溫時分子的能量仍爲 $\frac{3}{2}kT$。溫度較高時首先出現轉動動能，故能量增至 $\frac{5}{2}kT$，溫度增至相當高後能量才滿足均分定理。多原子分子在常溫時出現平移及轉動運動，其能量爲 $3kT$，故一克分子之比熱爲 $3R$，即約爲 6卡／°K，這就是杜隆、泊替定律（*Dulong-Petit's law*）。

【均功定理】(Virial theorem)

統計力學之一重要定理，爲克勞修士（*Clausius*）所倡。一位置

為$\vec{r}_i$所受之力為$\vec{F}_i$的質點（或粒子），其$\left(-\frac{1}{2}\vec{r}_i\cdot\vec{F}_i\right)$的平均值等於其動能$T_i$的平均值，即

$$\left\langle -\frac{1}{2}\vec{r}_i\cdot\vec{F}_i \right\rangle = \langle T_i \rangle$$

在古典力學中，常取對時間的平均值，若一質點的位能V為可用n冪均勻函數表示的保守力場時，由均功定理可得

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} n \langle V \rangle$$

就重力場及靜電場言，其n均為－1，故

$$\langle T \rangle = -\frac{1}{2}\langle V \rangle$$

此定理亦可用在氣體動力論、量子力學等範圍中，而獲致重要的結果。

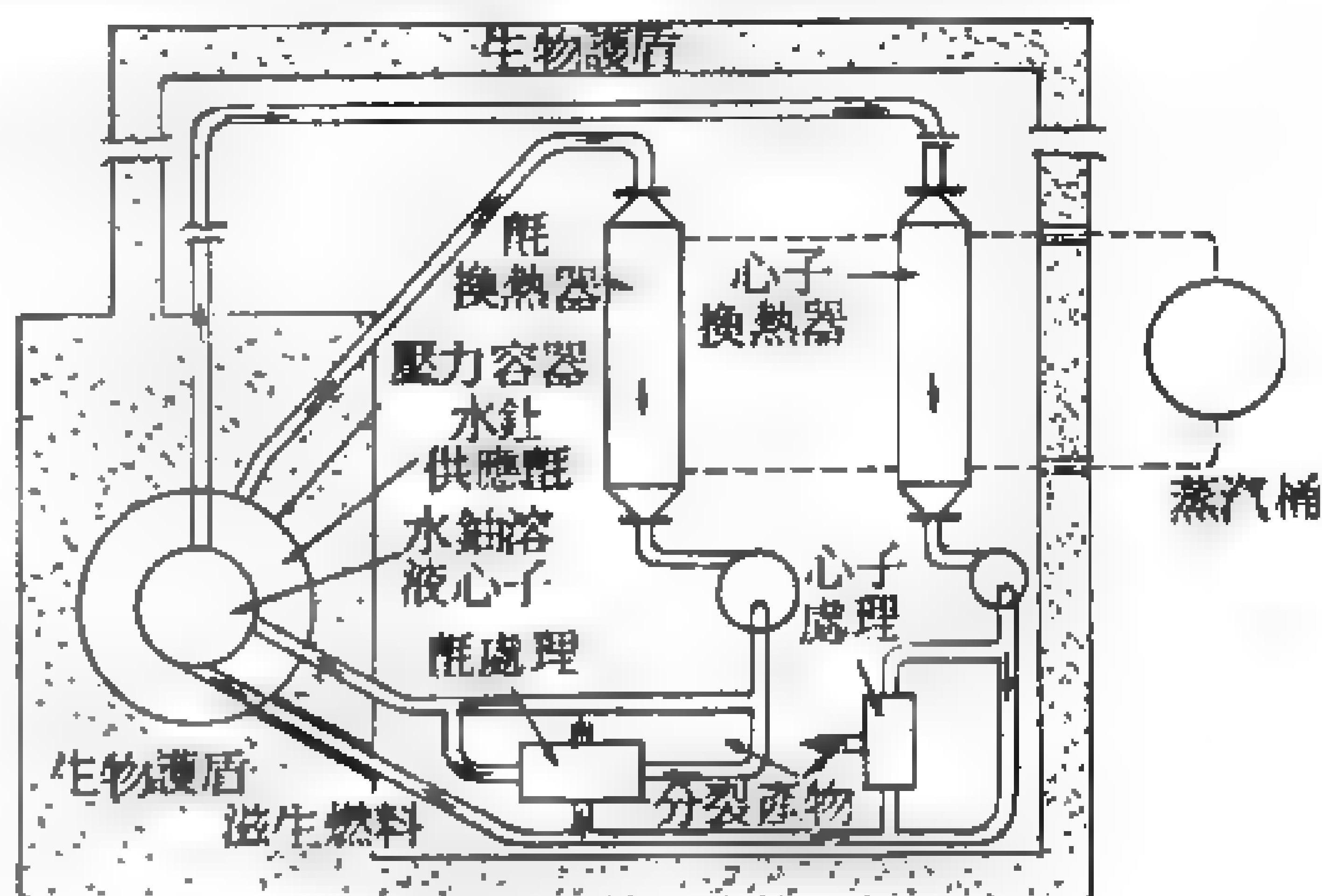


圖7－74　均態水反應器

中子：熱；緩速劑：重水；燃料：在重水（重富厚）內的硫酸鈾醯；氈：與重水混合成泥漿狀的釷氧；容納：鋯合金；冷卻劑：重水或輕水（燃料和氈的成分）；工作溫度：240～290°C；工作壓力：每平方吋1,800磅；目的：動力

【均態水反應器】（Homogeneous aqueous solution reactor）

通常簡稱*H.A.R.*，均態水反應器目前不過是一個樣本而已，因設計複雜，距離實際應用也許還有一段很長的時間（見圖7－74）。

【均質反應器】（Homogeneous reactor）

燃料鈾與緩速劑均勻混合一起，通常二者混成一種溶液，如鈾－235以UO_2SO_4之化合物溶於水，以此溶液作燃料、緩速劑及冷卻劑等用。此種燃料之反應器，即稱為均質反應器，或稱為均勻液體燃料反應器（*homogeneous liquid-fuel reactor*）。

此種燃料與緩速劑均勻混合一起，以往曾發現許多缺點，其中主要缺點乃影響鈾本身之中子性質。由圖7－75所示曲線，乃鈾－238之

捕獲截面與中子能量的關係，指出在1至$10^4 eV$範圍內之情形。在此能量範圍內，曲線呈現許多尖銳之高峯，稱爲共振線（*resonance line*）。在此對中子有一大危險：若在其緩速過程中遇一鈾－238核，該時之速度若恰相當於此等線時，則必將被此核攝取，而不能用於裂變。此種危險隨燃料與緩速劑之混合愈均勻而愈大。

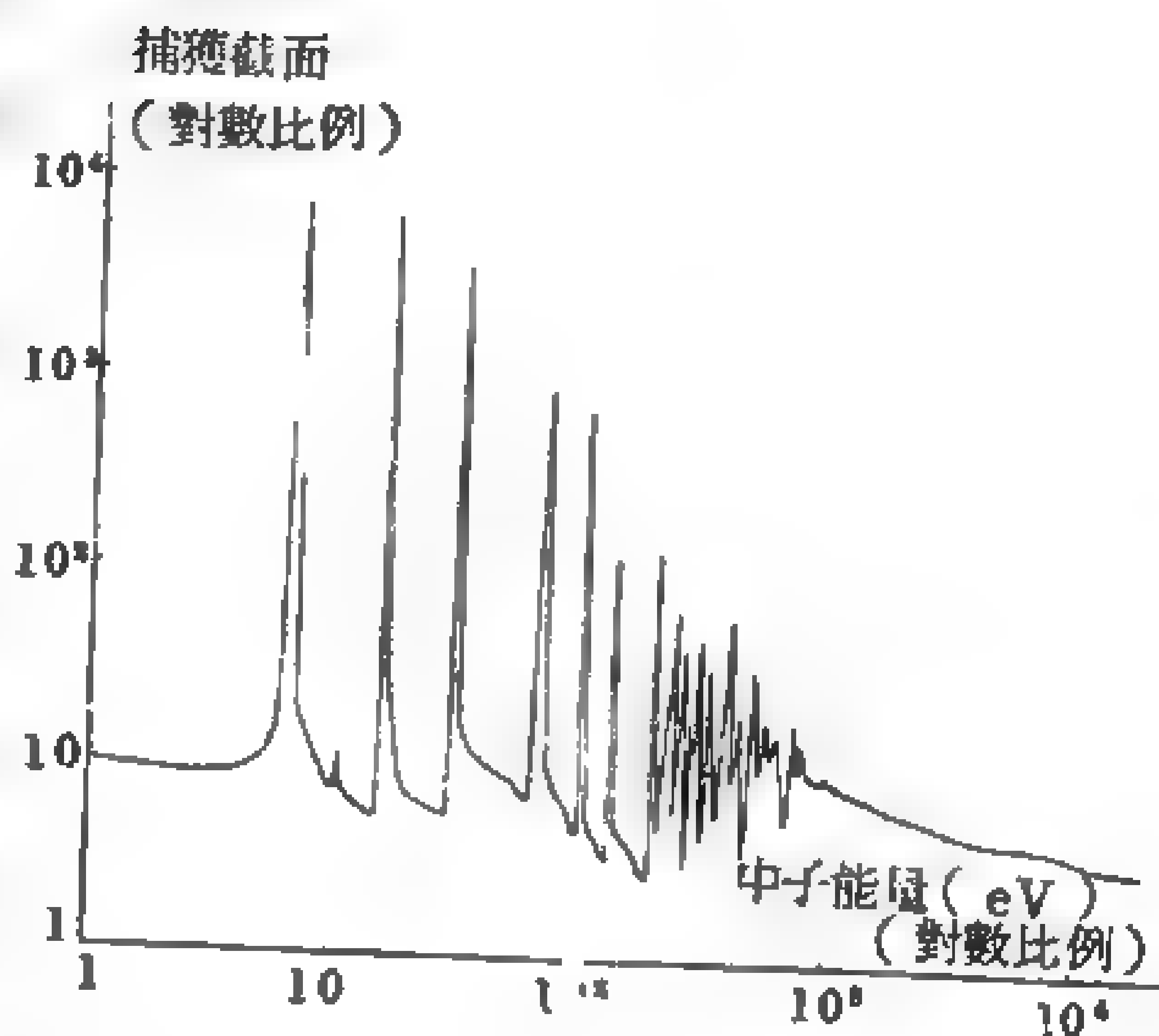


圖7－75
鈾－238對1～10^4 eV中子捕獲截面曲線

此型反應器曾引起大希望，且產生大量新計劃，但其外觀之簡單卻招致極大之技術上的困難，以及上面所說的燃料問題尚未完全解決，故此型反應器仍長期停留在研究階段中。

【均質燃料】（Homogeneous fuel）

均質燃料是指燃料鈾與緩速劑均勻混合製成，這種燃料的反應器叫做均質反應器。

參閱"均質反應器（*Homogeneous reactor*）"條。

【坂田模型】（Sakata model）

1956年日人坂田所提出的一種基本粒子模型。在這模型中，質子、中子（奇異性均爲零）及Λ超子（奇異性爲－1）是最基本的粒子，其他超子及介子均由它們組成。雖然後來發現坂田模型與實驗不符，卻對正確理論（八正道）發生很大的啓示作用。因爲兩者都以*SU*（3）群分類基本粒子。坂田模型是後來1964年出現的夸子模型的先驅，兩者都假設三種粒子是強粒子的成分。

【坐標】(Coordinate)

用以標定物體或事件相對於某基準點(稱爲原點)的位置之數值。平常空間中的位置需要三個數值加以指明;四維時空中之事件的位置需要四個數值予以說明。這些數值代表在該位置相交的各坐標面所具之特定常數值。例如直角坐標系中的坐標面是互相垂直的三組平面,各平面所具之特定常數卽爲其與原點的垂直距離:x,y,z。

圓柱坐標系中的坐標面是一個柱面、兩個平面:一爲垂直於柱面之軸的平面,另爲包含該軸的平面。一點的位置卽由在該點相交的各面之特定値定之:r 爲柱面的半徑;z 爲垂直於柱面之軸的平面與原點的垂直距離;ϕ 爲另一平面與同類一基準平面間的夾角,該基準平面通常定做同一原點,同一 z 軸的直角坐標系之 xz 平面。二者間之關係爲

$$x = r\cos\phi$$

$$y = r\sin\phi$$

$$z = z$$

球坐標系,以同一原點的直角坐標系之 z 軸和 xz 平面爲基準,坐標面爲:以原點爲中心的球面,含 z 軸的平面,過球心與所討論的點之平面。其坐標(卽特定常數)爲:球面半徑 r,含 z 軸的平面與 xz 平面之夾角 ϕ,過球心的平面與 z 軸之夾角 θ。此坐標系與直角坐標系的關係爲

$$x = r\sin\theta\cos\phi$$

$$y = r\sin\theta\sin\phi$$

$$z = r\cos\theta$$

【坐標系】(Coordinate system)

所謂坐標系,也就是在描寫運動時所假想的參考背景。由於選擇坐標系的不同,往往引起對同一運動發生二種以上的解釋,因此選擇一正確而通用的坐標系是必須的。但坐標系的選擇並不是一件簡單的事,因爲它具有哲學上及物理學上的意味,以人爲中心的宇宙觀,難免會引起

太陽及星辰環繞地球的觀念，多祿某（*Ptolemy*）以爲天體依著一些所謂圓滾線的軌跡運動，便是這種觀念導致的結果，一動點在一小圓上移動，而小圓的圓心又繞一較大的圓移動，則這動點的軌跡，稱爲圓滾線。太空物體是由圓形所組成的看法，部分是由於認爲只有圓形這般完美的形狀才適合於太空物體的觀念引起的，哥白尼（*Copernicus*）重新把坐標系的原點放到太陽上去，引起了一種地球與行星的新組合，即所謂太陽系。結果也產生了一套新的物理定律，這套定律是宇宙性的，在地球上、太空中都有效，這便是牛頓（*Newton*）定律。而牛頓定律所適用的牛頓坐標系（即慣性坐標系），則是合乎邏輯，而爲世界通用的。

【完全非彈性物體】（Perfect inelastic matter）

經碰撞後合而爲一的物體稱爲完全非彈性物體。

參閱“完全無彈性的碰撞（*Perfectly inelastic impact*）”條。

【完全眞空】（Perfect vacuum）

無氣體殘留管泡中的最高度眞空。

【完全接收器】（Perfect receiver）

通常在波與收波器之間的交會不能使波上之能全部傳給收波器，此時產生一反射波沿反方向波動。但如果收波器之性質正合適，則所有的波能皆可爲收波器所吸收，如此則無反射波，這種收波器稱之爲完全接收器。

【完全無彈性的碰撞】（Perfectly inelastic impact）

物體經碰撞之後不分開，此種碰撞常名爲完全無彈性的碰撞。其特徵爲 $\vec{v}_2=\vec{v}_1$，故其恢復係數 e 爲 0（$\vec{v}_1$，$\vec{v}_2$ 表碰撞後兩物體之速度）。

【完全黑體】（Perfect black body）

吸收全部入射輻射能之物體。即吸收率爲1之物體稱爲完全黑體，或簡稱黑體。例如煤炭雖近乎完全黑體之性質，但不全爲完全黑體，故完全黑體只是理論上之物體，實際並不存在。

【完全彈性的碰撞】(Perfectly elastic impact)

若回復力之值與壓縮力相等，則碰撞之後，兩物體分開之速度，與其行近之速度相等。此種碰撞常名爲完全彈性的碰撞，其特徵爲其恢復係數（*coefficient of restitution*）爲1。

【完全適當】(A-ok)

太空工作人員使用之術語，表示一切均完妥，係由 *all-okay* 而來。

【完全輻射體】(Perfect radiator)

亦稱完全放射體。

參閱"完全黑體（*Perfect black body*）"條。

【完全離子化離子體】(Fully ionized plasma)

當所有中性粒子至少失去一個電子時的離子體態，就氫原子而言，這原子只有一個電子，離子體完全離子化以後即不可能再有游離現象。至於氦和所有重原子的離子體，原子中有許多束縛電子，這些氣體的離子體完全離子化以後仍然可再予激發和多次離子化。

【完善介質】(Perfect dielectric)

真空是最佳而無損失的介質。

【完整之電源供應器】(Pertect electric source supplier)

如圖7—76，包括全波整流器和濾波電路的完整電路，用來供給高直流電壓至其他電路。

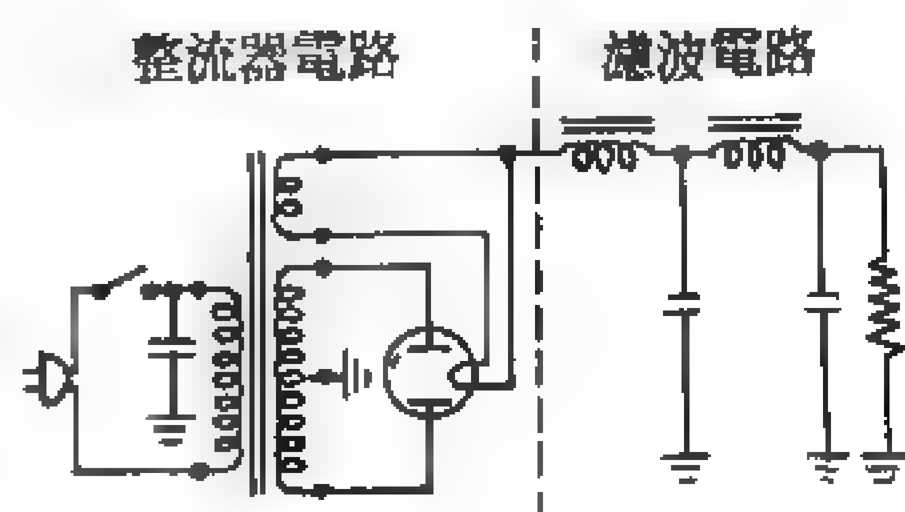


圖7—76

【完整約束】(Holonomic constraints)

依據赫茲 (*Hertz*) 的術語，所有約束可分爲完整約束和非完整約束（*nonholonomic constraints*）兩種。

在約束方程式中不包含坐標對時間的微分的約束，稱爲完整約束。換言之，即完整約束是能用有限形式的方程式來表示。

非完整約束亦即其方程式不可能用有限形式來表示的約束，可以想見要複雜的多。這些約束方程式總是成微分的形式，而且不可能積分成有限形式的。所以非完整約束也稱爲不可積分約束（*nonintegrable constraints*），而完整約束則稱爲可積分約束(*integrable constraints*)。

圓環在粗糙平面上任意作無滑動的滾動，是非完整約束的典型例子。事實上，半徑爲 a 的圓環在 xoy 平面上滾動（圖 7 — 77），有一個顯明的完整條件，即環心 c 到平面的距離 a 始終不變

$$z_c = a$$

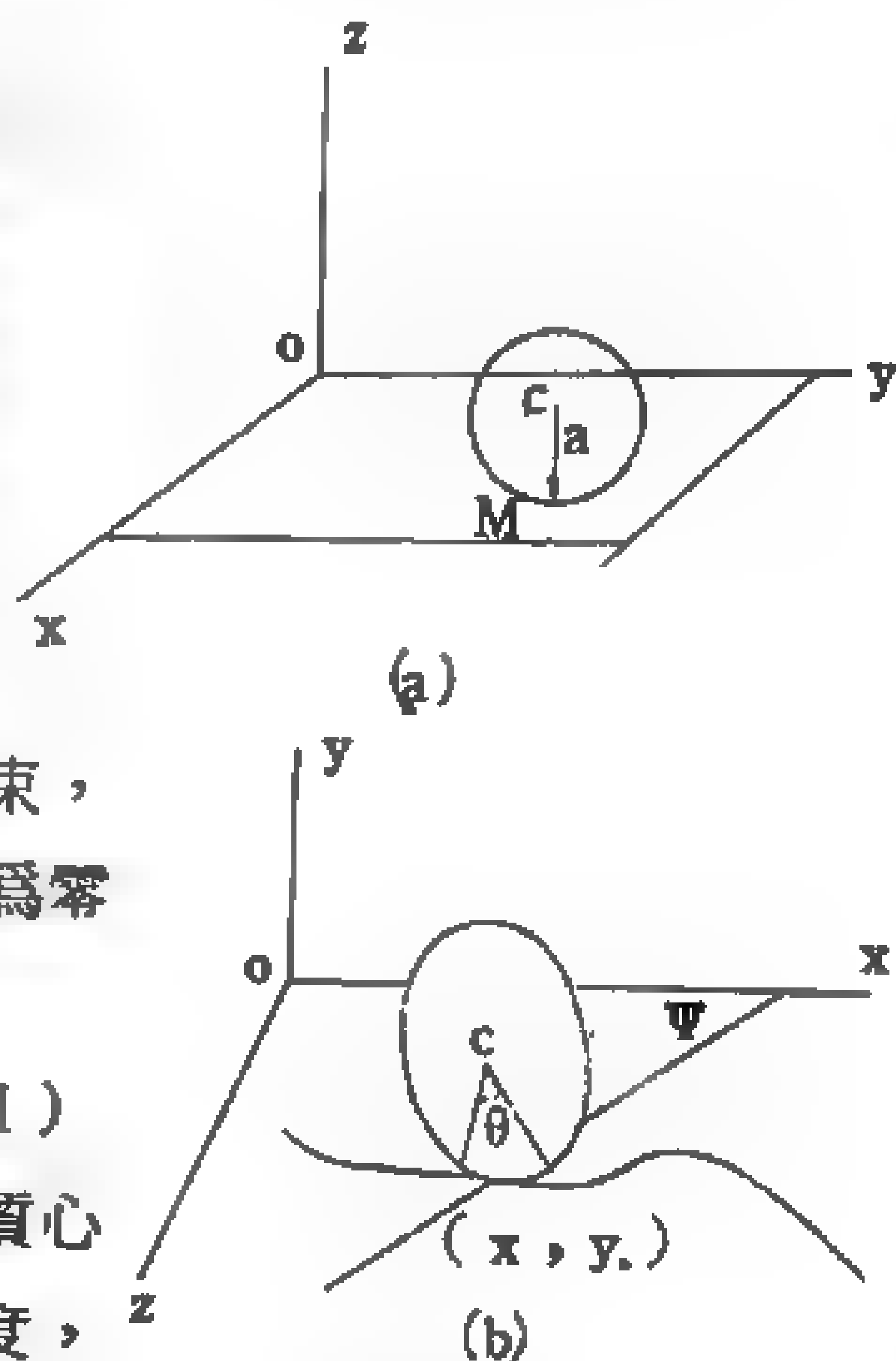


圖 7 — 77

除了這個完整條件外，尙有一個運動約束，即環上和平面相接觸的 M 點的瞬時速度爲零。這個條件由運動學知道可以寫成下式

$$\vec{v}_c - a\vec{\theta} = 0 \qquad (1)$$

式中 $\vec{v}_c$ 是圓環質心的速度，$\vec{\theta}$ 是環對質心的角速度。若以 $\vec{x}, \vec{y}$ 表 $\vec{v}_c$ 的兩個分速度，Ψ 表環的運動方向和 x 軸所夾的角（圖 7 — 78），則（1）式可換寫爲下列二式：

$$\left.\begin{array}{l} \vec{x} - a\vec{\theta}\cos\Psi = 0 \\ \vec{y} - a\vec{\theta}\sin\Psi = 0 \end{array}\right\} \qquad (2)$$

因爲 Ψ 角和坐標 x, y 之間無任何幾何關係存在，所以（2）式是不能

積分的，因而是非完整約束。

這裏應當特別指出，假如圓環的運動限制於沿著已知曲線上進行，則（2）式便可積分了。譬如令環沿著平行於 x 軸的直線上運動，則$\Psi=0$而（2）式變爲 。

$$\dot{x}-a\,\dot{\theta}=0$$

$$\dot{y}=0$$

這兩個條件可以積分爲

$$x=a\,\theta$$

$$y=c$$

這樣約束方程式中的時間微分已被消除，因而所討論的約束變成了完整約束。

【宏觀】（Macroscopic）

即巨觀。可以由實驗操作量得的數據，描述系統的性質。例如在熱力學中，敍述系統的壓力、體積、溫度等都是宏觀量。

【局部電流】（Local current）

以純粹之鋅作電池之極，閉電路而電流通時，鋅溶解於稀硫酸中，開電路時鋅不致溶解。但普通之鋅常混有鐵及碳等夾雜物質，則鋅在稀硫酸中時，雖不閉電路，而鋅鐵及稀硫酸自成一電路，而於其部分生小電流，此種電流謂之局部電流。因產生局部電流，故當不用電池時，鋅亦無益消耗。欲防此弊非用純鋅不可，惟純鋅之價過昂且不易得，故普通均採汞齊化鋅棒。

【尾白影】（Trailing whites）

電視接收機圖像背景有尾白影，其來源得自聲頻信號，中頻的增強，而視頻信號中頻減弱，由兩中頻的差頻所引起，其結果就在銀幕上產生一輪“尾白影”的背景。

【尾流】（Wake）

物體後面的液體區域，其中的總壓力因物體的運動而變化。

【希伯特空間】(Hilbert space)

由一組規格化正交函數（*orthogonal function*）ϕ_i 所定義的空間，任何函數以 $f=\Sigma c_i\phi_i$ 表之。於希伯特空間中，描述量子力學中的狀態向量，以符號 $|A>$ 表示。

【希伯特變換】(Hilbert transform)

$$f(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left[1+\cot\frac{(x-y)}{2}\right]\phi(y)\,dy$$

其變換式 $$\phi(y)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\left[1+\cot\frac{(x-y)}{2}\right]f(x)\,dx$$

【希隆】(Heron B.C.150-)

希臘之亞歷山大里亞人，生於西元前150年時代，著述多爲物理力學及幾何學。曾敍述許多饒富趣味的機械裝置，如虹吸管、希隆噴泉、消防機及應用蒸汽的機械之類，此外並詳記各種發動機之構造及兵器機械、水鐘等。現在的反動式渦輪機也是由他構想而發展出來的。

關於幾何方面，曾證明三角形的面積可用下列方程式表出

即 $$\triangle=\sqrt{s(s-a)(s-b)(s-c)}$$

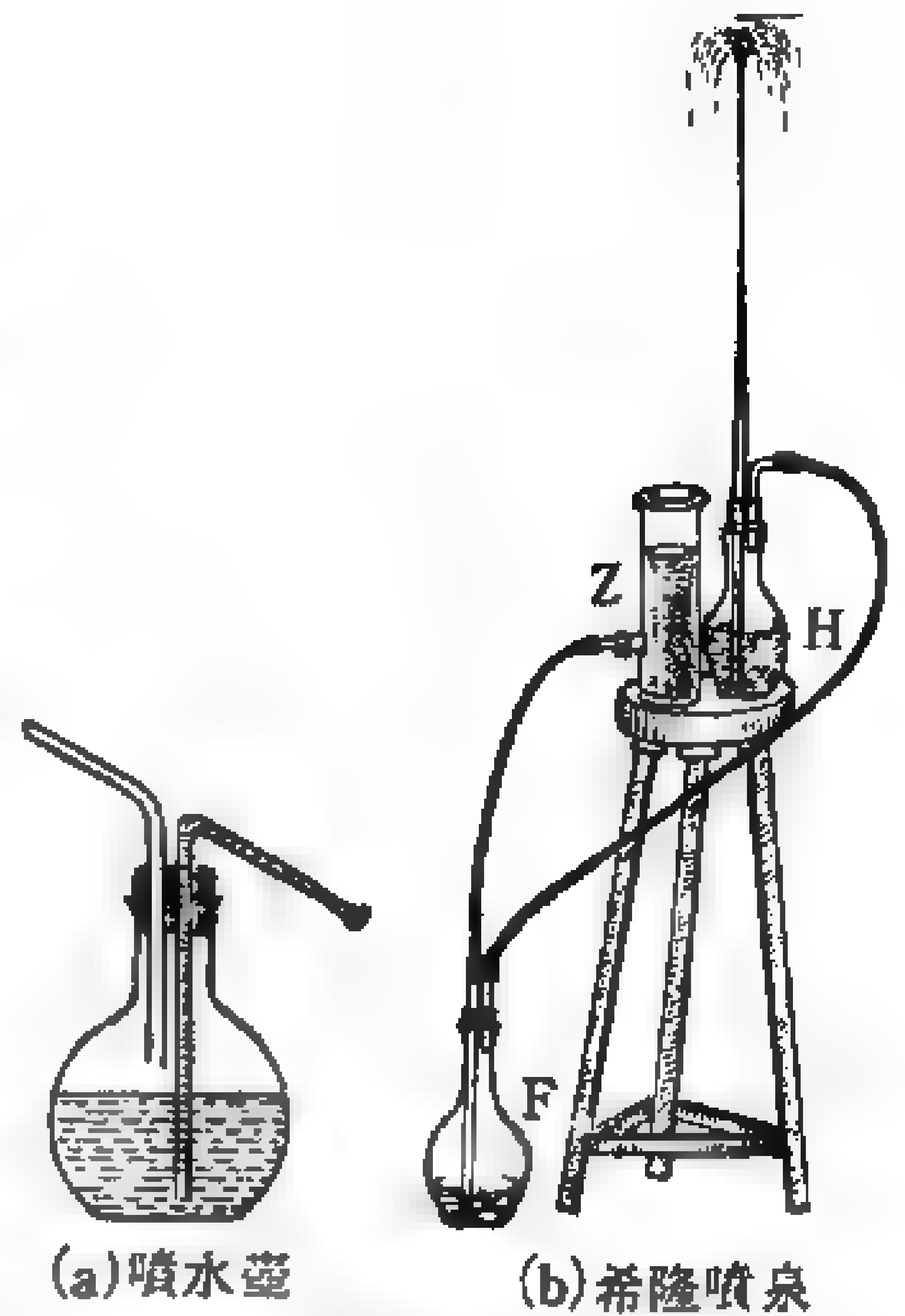
其中 $$s=\frac{a+b+c}{2}$$

【希隆球】(Heron ball)

爲希臘數學家希隆（*Heron*）於西元前100年所設計的簡單儀器。瓶內裝一半水，瓶口用軟木塞塞緊（如圖7－78(a)），再將一根上端尖細的管子之下端穿過軟木塞，深入瓶底附近。封閉在瓶內的空氣，其張力與外界空氣壓力一般大小。如將這套設備放進承受器裏，這種壓力的平衡就會被破壞，因爲瓶外的反壓力這時已降低，封閉的空氣擴展，壓向瓶內水面，擠出一束細小的噴泉來。這一直要等到瓶內空氣體積增大，內部壓力等於承受器內的空氣壓力後，才會停止。

這一實驗，也可以從希隆球升管的尖口處用嘴吹入空氣，空氣由水中翻泡上升，所以瓶內有了略爲壓縮的空氣。放開管口時，就會噴出細長的水柱來，水柱的高度卻漸漸降低。壓縮了的空氣要一直擴伸下去，直到內部的壓力重新降低到和大氣間空氣壓力一般大小之時爲止。

類似的設備譬如香水瓶噴水壺，壺上另外裝有一根吹氣的管子（如圖7—78(*a*)），以及啤酒和蘇打水的吸出器等等。



(a)噴水壺　(b)希隆噴泉

圖 7 — 78

我們也可以利用一個水柱的壓力，來導致希隆球內的空氣得到壓縮（圖7—78(*b*)）。圓筒*Z*放置在高處，由於筒內水的壓力使*F*瓶內的空氣得到壓縮，壓縮了的空氣分佈到希隆球*H*中。所以，只要是有水由*Z*流入*F*，這時候就在*F*內造成壓縮空氣，希隆球也就一直不停的射出噴泉來；*Z*與*F*之間的水壓高度愈大時，噴得愈高。

【序列操作】（Serial operation）

數字計算機的一種操作，係將所有數字作有順序的排列。

【延遲自動音量控制】（Delayed automatic voice control；簡稱D.A.V.C.）

接收機之*A.V.C.*電壓並不對強弱信號施同量控制，僅對於強信號有效，在接收弱信號時，無附加*A.V.C.*電壓送到被控制各管的輸入電路上。如此可以避免在弱信號輸入時，*A.V.C.*電壓會使揚聲器的響度降低。

【廷得耳現象】（Tyndall's phenomena）

多數粒子散佈在均勻透明物質內時，光線常爲粒子所散射，而從入射光傾斜的方向觀察時，則光線路徑成爲混濁，此種現象稱爲廷得耳現象，其散射光稱爲廷得耳散（射）光。蔚藍天空的光、膠液的散射光等，均屬於此類。理論上，可由瑞立（*Rayleigh*）的光散射理論說明。

【形態因數】（Form factor）

在理論中引進的一個因數，通常很難由理論作精確的計算，但可由普遍的原理對它的形式加以限制。例如在強粒子和光子的耦合中引進電磁形態因數，無法由理論計算，但可用宇稱、時間倒轉、電荷共軛、規範、羅倫茲等不變性加以限制，再與實驗比較。當耦合光子的動量四維向量趨近於零向量時，此因數就是強粒子的電荷。

【形變】（Deformation）

凡固體遭遇外力而發生形狀的變化，叫做形變。

參閱“應變（*Strain*）”條。

【形變核】（Deformed nuclei）

凡原子核具有質子數及中子數接近於魔數（*magic number*）2,8,20,28,50,82 或126者，或屬於閉合殼層原子核（*closed shell nuclei*）及接近於閉合殼層原子核者，通稱之爲球形核（*spherical nuclei*）。此種原子核內電荷分佈約爲球形對稱，電四極矩等於或接近於零。球形核接近於剛體，非球形核（*non-spherical nuclei*），尤其位於兩閉合殼層之間的原子核，其核表面甚易形變（*deformation*），形變特徵之一爲此類原子核具有甚大之電四極矩。核的形變是由於閉合殼層外有多個束縛不緊的核子（中子或質子）的個別極化作用而產生，這使原子核電荷分佈變爲非球形對稱。因核內有許多質子，所以只要有一點變形，電四極矩就會很大，此類原子核稱之爲形變核。形變核表面的形狀可用下式表之

$$R(\theta,\phi)=R_0\left[1+\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda}\alpha_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)\right]$$

式中$R(\theta,\phi)$爲形變核在角度(θ,ϕ)方向的半徑，R_0爲球形核半徑（相當於$\alpha=0$時），$\alpha_{\lambda\mu}$爲核形變參數，$Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)$即是一般的球階函數。當$\lambda=2$時$Y_{2\mu}(\theta,\phi)$描述最低級核形變，稱之爲四極形變（*quadrupole deformation*）。

通常較大核形變發生在一個形變區域（*deformed region*）內的原子核，即質量數$A=150$至190，及$A>220$的重原子核，及少許輕原子核$A=25$附近。這區域原子核特稱之爲轉動原子核（*rotational nuclei*），其低能受激態可用核轉動予以說明之，即認爲原子核形變表面包含有A個自由核子依繞核對稱軸作一種集體轉動（*collective rotation*）。如僅考慮此種集體轉動，所得低能受激能譜可用下列簡式表之：

$$E=\frac{\hbar^2}{2\vartheta}I(I+1)\qquad I=0,2,4,6,\cdots$$

上式爲對一個偶偶核（*even-even nuclei*）而言，I表示核的總角動量，ϑ爲核系統的轉動慣量，$\hbar$爲浦朗克常數除以2π。

上式表示一個形變偶偶核轉動能譜（*rotational spectrum*），能階的順序自低至高爲0^+，2^+，4^+，6^+…等態，每能階稱之爲轉動態（*rotational state*）。轉動能譜的特徵爲各受激態的能階具有一定的相對比值，第二受激態爲4^+態，其能階爲第一受激態2^+的能階的3.33倍。第三受激態爲6^+態，其能階爲第一受激態的能階的7倍。第四受激態爲8^+態，其能階爲第一受激態的能階的

$^{180}_{72}Hf$	實驗	理論
8^+	1,085.3	1,119.6
6^+	641.7	653.1
4^+	309.3	311.0
2^+	93.3	(93.3)
0^+	0	0

圖7—79

12 倍。依上式可計算每一轉動態的能量，例如原子核鉿 - 180，為一形變偶偶轉動核，從實驗及計算所得的轉動能譜如圖 7 — 79 所示，兩數據非常接近。

【快中子】(Fast neutron ; High-speed neutron)

能量約為0.5*MeV*（百萬電子伏特）以上的中子，稱為快中子。當快中子經過對中子吸收截面較小的物質，例如氫，因多次碰撞後其能量逐漸降低，直至其速度等於室溫時氣體分子的速度，即在 15 °C 能量為0.025電子伏特，此時與周圍介質呈熱平衡狀態的中子，稱之為熱中子（*thermal neutron*）。

中子具有能量大過熱中子能量者，大約在0.2 *eV* 至0.5*MeV*，稱之為超熱能中子（*epithermal neutron*）。中子具有能量大約小於1*eV*者，通稱為慢中子（*slow neutron*），熱中子即屬於慢中子。

【快中子反應器】(Fast neutron reactor)

此類反應器之分裂連鎖反應，主要是由快中子而非由中速中子或熱中子所維持者。快中子反應器中僅含有少量或根本不含有緩速劑，核心可排成板狀。快中子反應器可做得很小，這是其優點之一。發展的最大障礙是效率較小，且需多量的分裂物質才可以使反應器達臨界質量。但因可分裂物質不是熱的良導體，也不是好的結構材料，分裂物質的用量加多導致其他設計上的困難，發展滿意的核心中有 50 % 體積是可分裂物質，但其熱傳導問題頗令人困擾。

【快速反應器或熱反應器】(Fast or thermal reactor)

快速反應器沒有緩速劑，因此釋放出來的中子，可按它們的自然速度離去。熱反應器，係使用緩速劑減低射出中子的速率，以便提高可分裂同位素鈾 - 235的吸收機會。這兩種設計雖然優良，但現仍為爭論和經濟評價的主題。現將其爭論點分述如下：

【 I 】心子的大小和資本費用

1.快速反應器因為沒有加入緩速劑，所以它的心子要比同等的熱反應器小得多。因此，它的資本費用和土木工程費用都可減少。

2.熱式反應器比較大而安裝也比較昂貴。

【Ⅱ】燃料費用

1.快速反應器經常摻入昂貴的富厚燃料。

2.氣體冷卻式熱反應器可以利用天然鈾工作，是一種最便宜的核燃料。

【Ⅲ】反應器材料的選擇

1.快速反應器可能需要一些由昂貴材料製成的組成件，諸如鈮（*niobium*）與釩（*vanadium*）等。但很多傳統的（與便宜的）材料，都能加入快速反應器的設計以內，因為它們對快速中子的捕捉橫斷面很低的緣故。

2.熱反應器組成件所需材料的選擇，受有限制。容納和結構材料需要低速熱中子橫斷面，才能減少中子的浪費。但這些材料，如鋯（*zirconium*）、鋯合金（*zircaloy*）及鈹（*beryllium*）等通常都非常昂貴。具有低速熱中子橫斷面的材料，一般都經不住最新設計反應器所必須的高溫條件。

【Ⅳ】熱比率

1.反應器心子較小，表示熱比較高，也就是說在較小的燃料容積以內，要比在熱反應器的設計以內，能夠產生較大的熱量。這樣就可以增進工作的經濟效果。

2.和快速反應器的設計相比較，熱反應器未來的經濟利益，大部分當看以下各因素而定——(1)是否能節省快速反應器的資本費用（因為心子較小，和緩速劑的省略）。(2)由於熱比較高，有無降低經營成本的可能。

【Ⅴ】安全考慮事項

1 快速反應器的安定性比熱反應器爲低。因爲沒有緩速劑，所以負溫度係數較低：有些設計，這係數還是正的。因此，需要較精密的防護，始可防止快速反應器失卻控制。加入鈉冷劑（*sodium coolants*）的一種設計，會發生一些特殊的問題，那是因爲鈉與水間的任何洩漏，都可引起爆炸效應的緣故。

2 多數情形，熱反應器都具有負溫度係數，這是一個確保工作安全的重要因素。

【快斬取器】（Fast chopper）

快斬取器是用來測量物質吸收或散射中子的能量。這種設計可把中子流分成一個短的脈衝，量度它經過一個長管的時間。一個高速旋轉的開關，當其每次轉到開部分時，可以讓中子出來。大約每秒400次。每一堆中子出現時間約爲$\frac{1}{100}$秒，其中包括各種不同速度的中子。它們經過一根長爲100碼的管子，然後打擊到一個中子偵檢器上，當每個中子打擊到偵檢器時，偵檢器就有信號顯示出來。從中子經過長管的速度的量度畫出中子數目與能量的關係，這稱爲中子能譜或能量分佈。

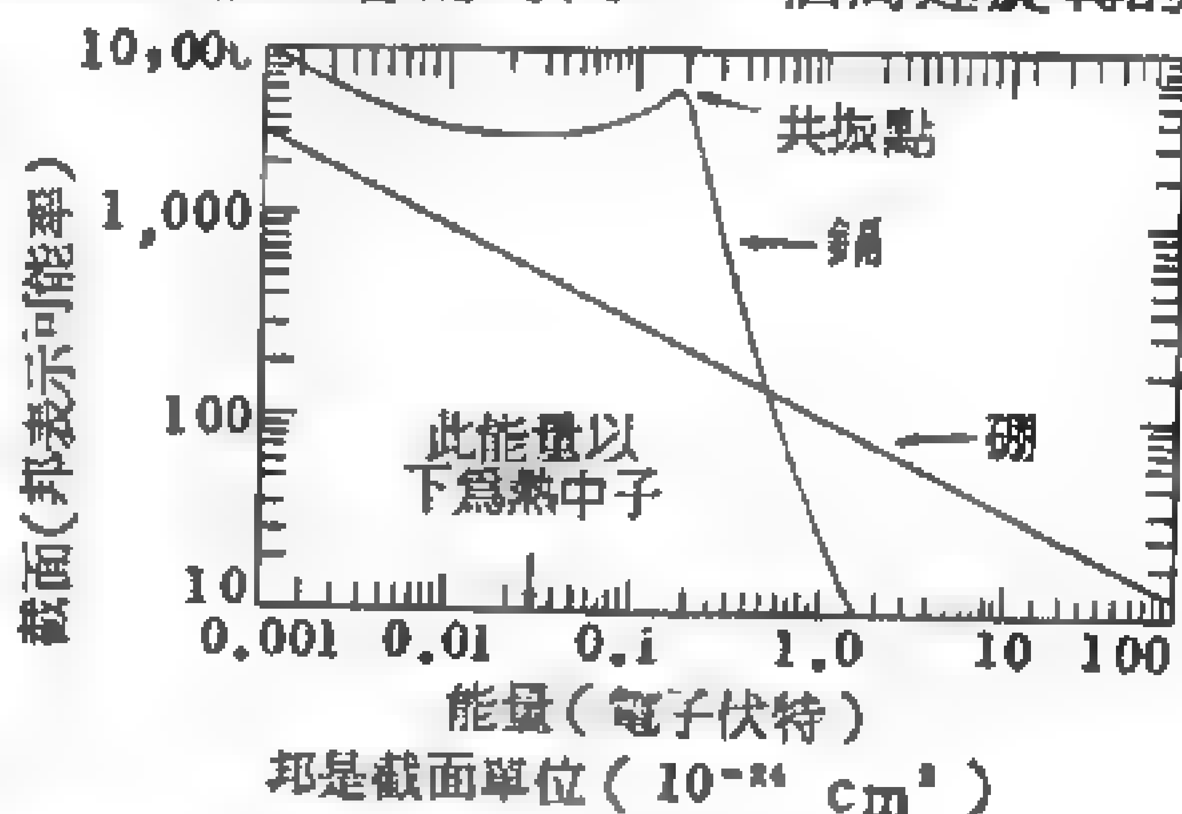


圖 7 — 80
用中子斬取器得到的鎘與硼的截面

如果取某種物質的薄片於中子束間，再畫下中子能量分佈的情形，然後比較這兩種不同情況下的能量分佈，就能得知該物質自中子束中移去中子的能力。這種移去中子的能力叫做截面（*cross section*），這是表示某種能量的中子被該物質吸收或散射之可能率的名詞。

某些物質的截面隨中子能量的不同有很大的變化。在這種情形之下，表示其截面的圖形上，顯示出這些中子被吸收最多的能量上有很高的

尖峯，這些尖峯叫做共振。另外，也有一些物質的截面隨能量之變化而變化甚少。

在圖 7—80 上，我們畫出鎘與硼的截面。當中子能量增高時，硼的截面很穩定的下降。至於鎘則有一個高共振（*high resonance*），但當中子能量超過此點，其截面很快下降。

【快滋生反應器】（Fast breeder reactor）

以快中子操作，並能以較消耗更快的速率來產生可裂材料的反應器。其構造如圖 7—81。球形壓力容器內裝有一個有護盾設備的心子，在心子內儲有高富厚的燃料（例如鈾和鈾－235中虧乏部分），燃料外面包著一層有如氈一樣的鈾桿。此外在這球形容器內還裝有主換熱器。

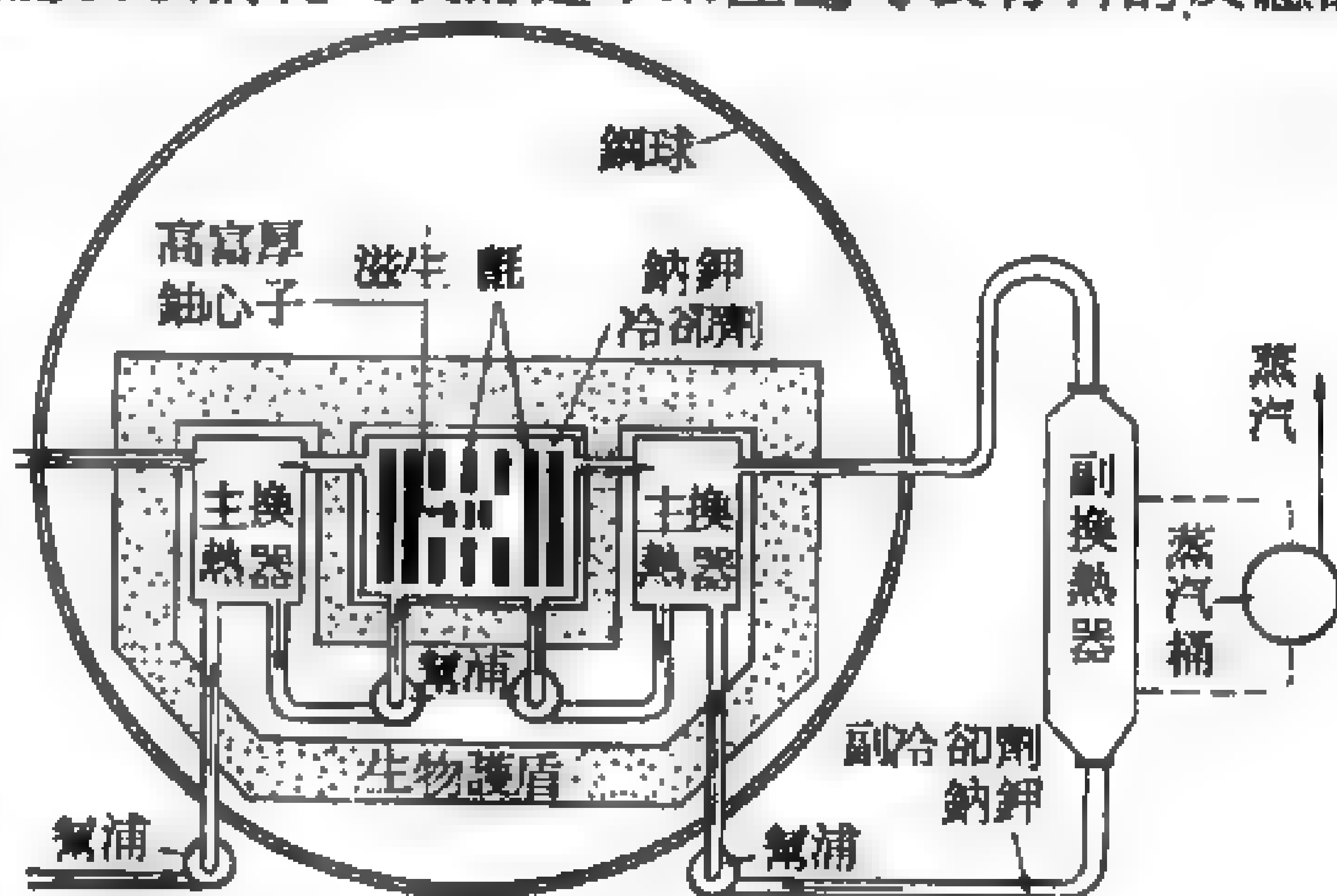


圖 7—81　快滋生反應器

中子：快速；燃料：富厚的鈾或鈽；氈：鈾－238；容納：鈮、釩或不銹鋼；鉬或鉭；冷卻劑（氈和心子）：最初也許是液態鈉；以後也許是鈉鉀合金。

冷卻劑也許是液態鈉（*Na*），也許是鈉鉀的合金，而藉幫浦由心子打到主換熱器迴路。在氈以內，鈽（*Pu*）係由鈾－238滋生而來。

凡快速動力產生反應器，都是在高溫下工作，所以唯有使用諸如不銹鋼、鈮（*Nb*）、釩（*V*）及鉬（*Mo*）等材料，才能確保燃料的容納。

參閱"滋生反應器（*Breeder reactor*）"條。

【成形狀態】（Fully developed state）

成形狀態是討論不可壓縮之穩恆流流體在導管內流動的情形。

如圖 7—82 所示，當流體被導入水管時，其速度是均勻的，到進

入水管以後，則緊接著導管邊緣之流體，由於黏滯力的關係與管壁相鄰的液體就會停滯不動，而其他部分自然維持其均匀的速度。然而這種邊界的情況會由切應力而影響到流體的其他部分。在導管的入口處，這種摩擦層是非常薄的，然而當流體次第進入導管時，由於黏滯力決定於流速的梯度，因此這種黏滯的現象漸漸往管的中心波及。換言之，摩擦層隨著流體的向前傳遞而深入管內，使離壁較遠的部分的速度也次第遞減，另一方面，這摩擦層內流體的減速的程度，也越離管壁越小，因為欲保持流體之穩恆性及不可壓縮性，則中心部分的流體勢非加速以補償摩擦層之減速不可，因此，流體橫截面的各部分的流速便不均匀。這種現象一直延伸，直到摩擦層抵達管心，如圖上3的部分，到達這個程度以後，摩擦層再沒什麼變化了，因此管內流體速度的分佈就保持不變，這種狀態稱為成形狀態。

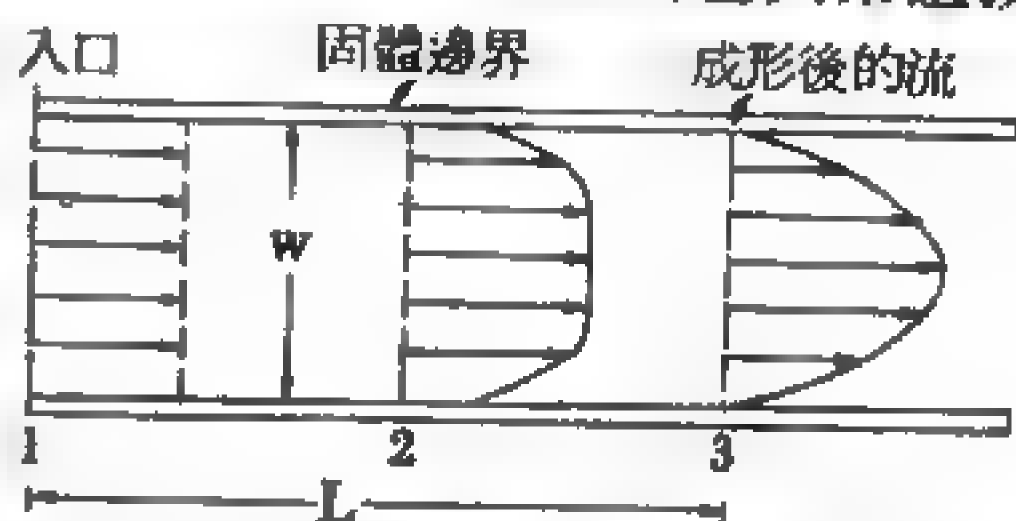


圖7—82　管內黏滯流的成形

如果著眼於質點的運動，則發現其流線一進入管口即迅速地向管心收斂，直至全發展狀態，各流線才與管壁平行。如果從入口至成形狀態的距離為L（稱為成形距離），則L與管的直徑w（或寬）及雷諾數R有關，又因前者是線型關係，所以大致來說，L/w 是R的函數。

【成對自旋】(Paired spins)

原子中一閉合支殼層的電子，同一磁量子數m_l的二電子之自旋成反平行，使其自旋之和為零，是為成對自旋。

【成對產生】(Pair production)

在成對毀滅之現象中，質量變為輻射，在一相反過程中，乃為輻射轉變為質量，即正子可以從γ射線產生。此種由γ射線量子產生一正子-電子對之過程，若無物質之存在，即不會發生；是以重物質對於正子的產生特為有效。各種的實驗顯示，能夠產生正子的γ射線，其能量至

少要在1.02 百萬電子伏特以上。（例如，從鈈放出來的γ射線，只有約80 萬電子伏特的能量；因此，不能產生正子。）我們可以很明白地看出來，當光子產生正子時，它實際上是將電子海（ *electron sea* ）內的一個負能量電子打出來，使它帶正能量；同時，留下了那個空位，呈現著正子的狀態。所以當γ射線產生正子的時候，它一定也同時產生一個電子。 如圖7—83 所示之這種過程，叫做成對產生。由於能量守恆的規定，那所產生的電子和正子的質量，都要算在那入射的γ射線上，所以入射的γ射線的能量，非在百萬電子伏特以上不行。可是，仔細的計算可以發現，單一光子還不能夠產生電子與正子成對，因此作用過程違背了動量守恆定律。唯當γ射線的光子經過原子核附近時，因一部分的動量可被原子核吸收去，在這種情況下，單光子的成對產生是可能的。

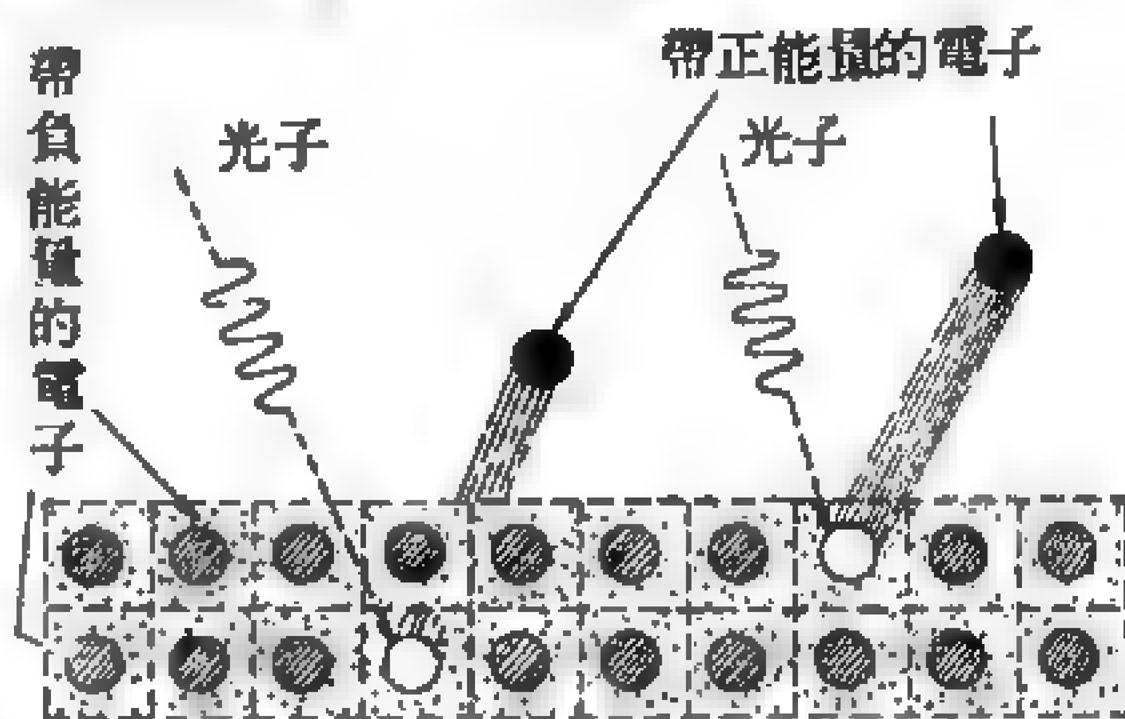


圖7—83 成對產生的圖解

【成對毀滅】（Pair annihilation）

正子穿過物質時極易與電子結合，在此過程中得大量之能量，此種能量轉變爲輻射。所得能量之數值，可以根據愛因斯坦之原理計算而得，即在兩質點所具之動能以外，再加上兩倍電子之質量轉變爲能量者。此種成對毀滅釋出能量1.02百萬電子伏特，而此總能量將分作兩個相等之γ射線之量子，向相反方向輻射（如圖7—84）以符合動量守恆。如由正子與電子之成對毀滅僅轉變爲一個γ射線量子，具動量$h\nu/c$，則將違背

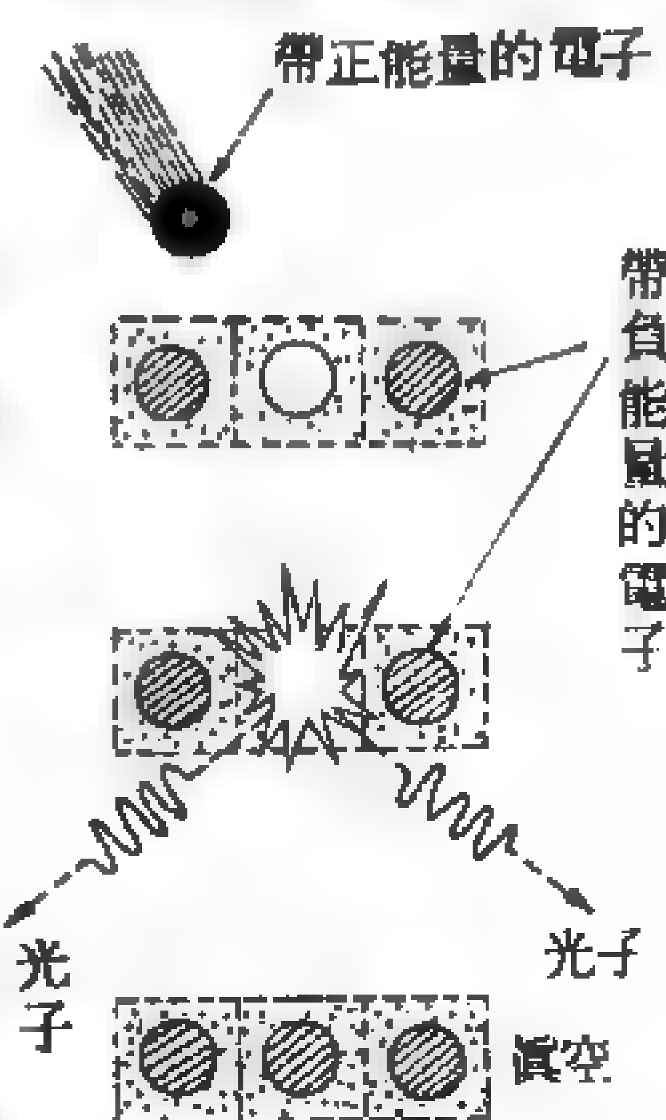


圖7—84
成對毀滅的圖解

動量不滅定律。由符合計數器實驗驗證結果與理論預計完全符合。實際上，當一正子入射於一物質時，所察見之γ射線量子正為0.51 百萬電子伏特，此能量正相當於電子質量轉變為能量者，此稱為電子之自身能量（*self-energy*）。成對毀滅對於動能並無顯著之貢獻，故快速正子其所產生之γ射線應移至較高能量者，殊遠不及緩慢之正子有效。

【成層圈】（Stratosphere）

超離地面40,000呎高度的大氣層，此層內溫度對高度的變化有極少的差異。

【成聲範圍】（Sphere of sound）

聲波是縱向機械波，可在固體、液體和氣體中傳播，傳遞此類波之物質質點在波之本身傳播的方向振盪。產生縱向機械波之頻率範圍甚大，聲波只限於能刺激人耳引起聽覺之頻率範圍，約從20至20,000 赫茲稱為成聲範圍。

【抗力線】（Anti-drag wire）

凡和阻力方向對抗的張線則稱為抗力線。

【抗流線圈】（Retardation coil ; Choke coil ; Choking coil）

限制交流通過而直流可通過之線圈，射頻抗流線圈為空氣芯或鐵粉芯，而聲頻抗流線圈及電源濾波線圈均採用鐵芯式。

【抗流線圈放大器】（Choke-coupled amplifier）

屏極負荷為抗流線圈的放大器，抗流線圈的電感量視工作頻率而定。

在抗流線圈上得出的已放大的交流電壓經過隔直流電容器C加於下級電子管的柵極。因為抗流線圈的感抗隨著頻率而升高，所以抗流線圈放大器不能在很寬的頻帶內得到均勻放大，所以只有在放大較窄的頻帶且在此頻帶內不要求很均勻的放大時，才採用抗流線圈放大器。

【抗流線圈輸入濾波器】(Choke-input filter)

實用的濾波器，都是由穩定電壓的並聯電容器及平穩電流的串聯抗流線圈所合成。如果濾波器的第一個另件爲並聯於整流器輸出端的電容器，此種濾波器稱爲電容器輸入濾波器（*capacitor-input filter*）。如果第一個另件爲串聯於整流器輸出端的抗流線圈，此種濾波器稱爲抗流線圈輸入濾波器。圖7—85 是抗流線圈輸入濾波器的例子，並且此電路只用了一個抗流線圈輸入濾波器，爲了增進電流的平穩效果，往往將幾個相同的抗流線圈輸入濾波器連接起來用。

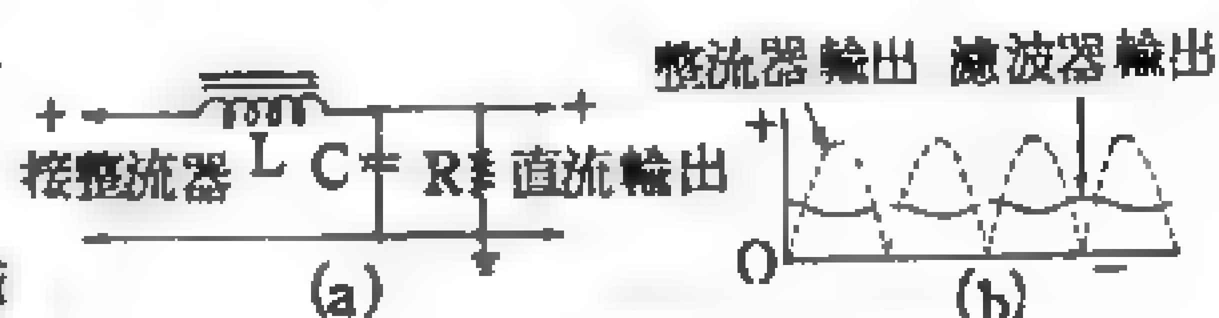


圖7—85　抗流線圈輸入濾波器及波形

直流非常容易流過濾波器輸入端所串聯的抗流線圈（*L*），但對整流器所輸出的脈衝或漣波電流，抗流線圈就有阻止作用。並且任何通過抗流線圈的變動電流，均從與負載電阻(*R*)並聯的電容器（*C*）流掉，只有直流流經電阻（*R*）。當然仍有極小的漣波呈現於濾波器的輸出端，見圖7—85 (*b*)。此種濾波器輸出電壓所帶的漣波，與其直流電壓相比，如果小於$\frac{1}{100}$，則可略去不計。例如，抗流線圈的電感爲10 亨利（*henry*），電容爲8微法拉（*microfarad*），所構成濾波器的輸出電壓漣波則爲直流電壓的$\frac{1}{100}$。

由圖7—85 (*b*) 知，抗流線圈輸入濾波器的直流輸出電壓，並不等於其輸入之脈衝峯值。這是因爲有負載電流時，串聯之抗流線圈防止了電容器充電至峯值。如果是在無負載電流時，濾波器的輸出電壓就約等於整流器所輸出的脈衝峯值電壓。只要有任何微小的負載電流輸出，濾波器的輸出電壓都會下降，見圖7—85 (*b*) 所示。當輸出電壓下降後，負載電流再有變化，濾波器直流輸出電壓，幾乎將保持恆定。雖然負載電流有所變化，而此直流輸出電壓的變化甚微，通常都認爲此電路的電壓調整（*voltage regulation*）相當良好。

並聯於濾波器輸出端的電阻（R），稱爲分洩電阻器（*bleeder resistor*）或旁漏電阻器。如果濾波器的其他負載，如接收機電子管絲極所放熱量尙不足以使電子管開始作用，所以電子管未從濾波器吸取電流，此時濾波器的電阻（R）就是電路的最小負載。如果無此最小負載電阻（R），整流器開始動作的一瞬間，就會有一個非常大的脈衝電壓出現，因此可能毀壞整流器及其他負載電子管。同時，當其他負載加上後，分洩電阻器又可幫助濾波器維持一固定的輸出電壓。再者，整流器被切斷不用時，分洩電阻器（R）可成爲電容器（C）的放電路徑，以免發生電擊的危險。所以在任何濾波器的輸出端，幾乎都並聯了一個分洩電阻器。

【抗張強度】(Tensile strength)

以每 1 cm^2 的材料能承受幾 kgw 的張力來表示。因此，以截面積除該材料所能承受的最大張力，即可求得該材料之抗張強度。

【抗磁性】(Diamagnetism)

磁化率 χ_m 的定義是

$$\chi_m = \frac{M}{H}$$

M 是由外磁場 H 感應所生的單位克分子或單位體積中的磁矩。

一物質若其 $\chi_m > 0$，稱爲此物質具有順磁性；$\chi_m < 0$，稱爲此物質具有抗磁性或反磁性，其 χ_m 值又稱爲抗磁率（*diamagnetic susceptibility*）。

若加磁場 H 於導體上，使經過導體的磁通量改變，由法拉第定律和楞次定律可知，導體中會產生電流，此電流所生磁場和原磁場方向相反。

大多數的導體，由於電阻 R 的影響，感應電流 I 迅即轉變成熱 I^2R。但在超導體和原子或分子中電子的運動，其電阻爲零，所以電流 I 不

會消失。

加磁場H在運動中原子的電子或分子的電子，使其繞H轉動而得角頻率

$$\omega_L = \frac{eH}{2mc}$$

式中e/m是電子的荷質比，ω_L 卽拉莫爾旋進頻率(*Larmor precession frequency*)。得電流

$$I = -e\left(\frac{eH}{2mc}\right)/2\pi c$$

由此感應電流而產生抗磁矩，抗磁矩與外加磁場之比，稱之爲磁化率，其值爲

$$\chi_m = -\left(\frac{ZNe^2}{6mc^2}\right)\overline{r^2}$$

式中Z爲每原子的電子數，N爲單位體積中的原子數，$\overline{r^2}$ 是電子至原子核距離的均方根值。

由磁化率χ_m 定義得

$$M = -\left(\frac{ZNe^2}{6mc^2}\right)\overline{r^2}\,H$$

式中M與H異號且成正比。由此得知抗磁物質爲什麼會感受排斥力，且當磁場減弱一半時，爲什麼抗磁物質的磁力會減爲原來的1/4。

【抗磁性物質】(Diamagnetic substance)

這類物質在磁場內都感受到一微弱的排斥力，譬如水、石英等。實際上，抗磁性是所有原子及分子的通性，但是，若其他效應比抗磁性強，則物質亦可感受吸引力，而不表現抗磁性。外加磁場能夠使抗磁物質磁化，建立一與磁場方向相反的磁矩，此乃因物質受磁化時原子的外層電子運動與磁化力欲得之運動方向相同者，即作減速運動，磁力驟減；反之，電子運動與磁化力欲得者相反者，卽作加速運動，如此加強了抗磁作用。抗磁性與電的感應極化都和溫度無關，不過感應電偶極矩是沿著電磁方向，而磁偶極矩則與外加磁場反向。

【抗壓強度】(Compressive strength)

以每 $1cm^2$ 的材料能承受幾 *kgw* 的壓力表示之。因此，以截面積除該材料所能承受的最大壓力，即可求得該材料之抗壓強度。

【抗彎強度】(Bending strength)

物體受彎曲力的作用，使物體的內側縮短而外側延長；以每 $1cm^2$ 的材料能承受幾 *kgw* 的彎曲力表示物體的抗彎強度。即以材料的截面積除該材料所能承受的最大彎曲力，可求得該材料之抗壓強度。

參閱"材料之形狀與彎曲 (*Figure and curvature of material*)"條。

【扭波】(Torsional wave)

通常指圓柱或圓筒的介質，一處或多處受扭轉振動後，在介質中所形成的波動。扭波最特殊的性質是它們既不對應於平行棒軸之位移，也不對應於橫向位移，而是繞著棒軸且不改變其形狀。

設在一端被夾住的棒子之自由端加上一個變化的力矩，此力矩將使棒子發生扭轉 (圖 7—86)；若力是時變性的，則扭轉之角度稱爲扭轉角 (*angle of torsion*)，也是時變性的，結果產生扭波沿棒傳播。無論棒子橫截面之形狀如何，扭波的速率爲



圖 7—86 棒中之扭波

$$V = \sqrt{n/\rho}$$

式中 n 表剛性模量 (*modulus of rigidity*)，ρ 表密度。

【扭秤】(Torsion balance)

利用細線的扭轉度以測定力偶矩的裝置，叫做扭秤。若用金屬或熔融石英的細線懸吊物體後，施以力偶，測定其扭角 θ，則力偶矩 N 可由

$$N = \sigma\theta$$

關係式求出。式中 σ 爲扭轉常數 (*torsion constant*)，可用長度 l，半徑 r，剛性係數 (*coefficient of rigidity*) n 表示爲

$$\sigma \doteqdot \frac{\pi r^4}{2l} n$$

歷史上使用扭秤最著名者有米契爾（*J. Michell*）、卡分地西（*Cavendish*）、庫倫（*Coulomb*）等，分別測定磁極的推引力、地球的質量、電力磁力的大小。

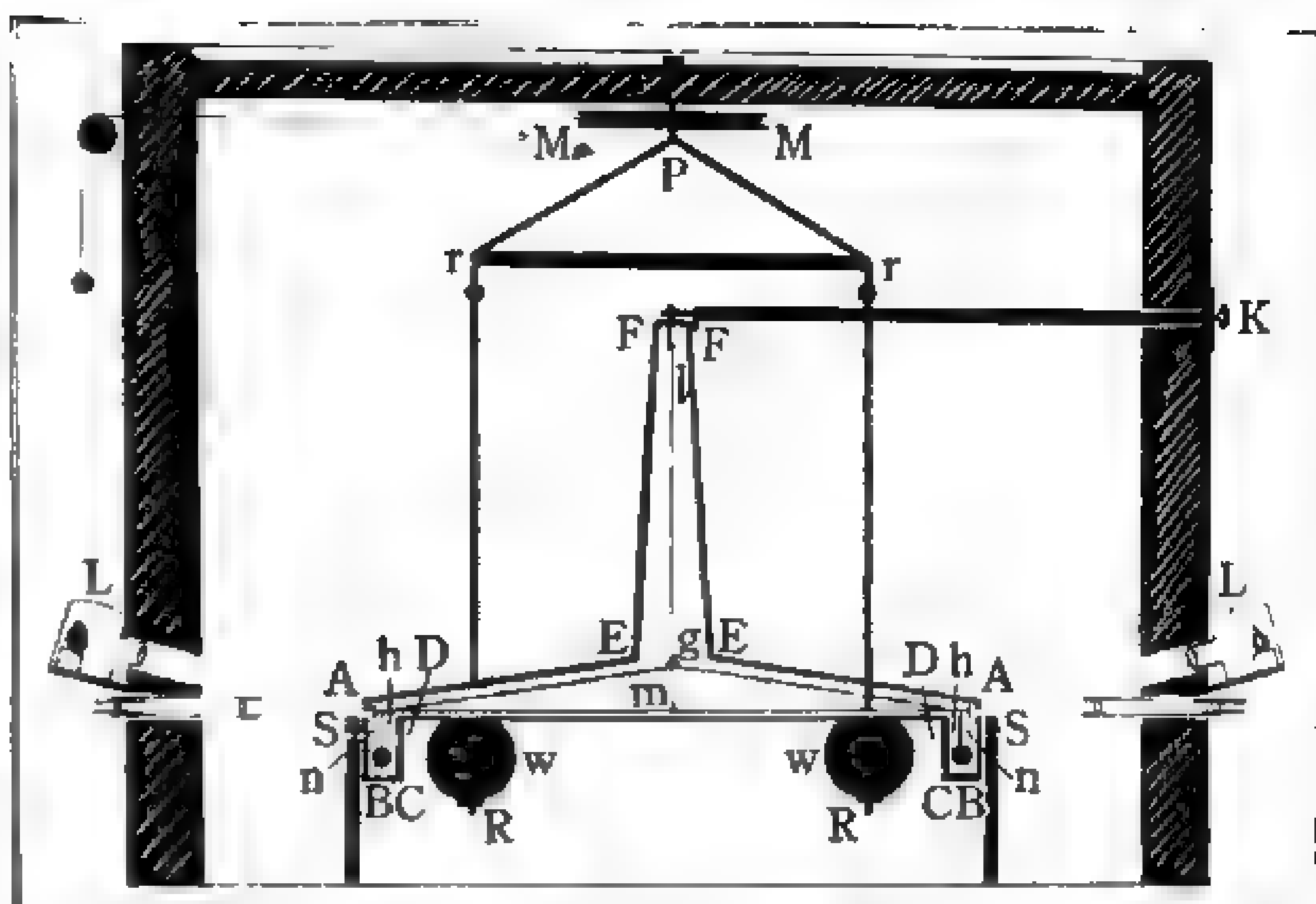


圖 7 — 87

卡分地西以扭秤測量小質量物體之間的吸引力。如圖 7 — 87 所示卽爲其所使用的扭秤。

【扭應力】（Torsional stress）

作用於物體上某點的切應力，若能產生轉動或扭轉負載的效應時，稱爲扭應力。設物體爲一圓軸，則應力等於

$$S_s = \frac{TC}{J}$$

式中 S_s 是所需之單位應力，T 是轉矩，C 是軸心至該點的徑向距離，J 是截面的極轉動慣量，卽 $\int r^2 ds$，式中 r 是自軸心至 ds 之距離，ds 是面素的截面積。

此公式的基本假設是平截面經扭轉後仍爲平面，且半徑仍保持直線。彈性理論顯示此假設對於轉矩施力處和支點附近以外的截面均屬有效。

非圓形物體經扭轉後截面變得彎翹不平，其應力須由彈性理論所導出的特殊公式或實驗所得的經驗公式計算之。

【扭轉】（Torsion）

結構元件如機軸、圓柱等受扭矩作用而發生的扭曲，這種情形時有伸長、壓縮、切變三種形變同時發生。扭轉形變可由單位扭轉角（即相距單位距離的橫截面間的相對扭轉角）量度之。

【扭轉振動】（Torsional vibrations）

柱形物體如棒或管，在其一端施予交變轉矩，使成往復扭轉運動，棒或管的他端固定不扭動，這稱為扭轉振動。這種振動生成扭波，其速率V為

$$V=\sqrt{\frac{n}{\rho}}$$

式中n為剛性模量（*modulus of rigidity*），ρ是密度。

【扭轉彈性】（Elasticity of torsion）

扭轉棒時，若其棒之剛性愈大，則所費之力愈大，設固定金屬線之一端，他端附一棒，手持棒之兩端，扭轉之後放之，則金屬線向與前反對之方向迴轉，而欲回復原狀，此種性質謂之扭轉彈性。扭轉彈性要則有三：

1. 扭轉之力與所扭轉之角度成正比。
2. 扭轉之力與其線之長短成反比。
3. 扭轉之力與其線之斷面積之半徑之四次方成反比。

通常用扭擺（*torsional pendulum*）測定金屬線的扭轉彈性係數。若於長l，半徑a，扭轉彈性係數n的金屬線的下端吊一轉動慣量I的砝碼使它扭轉擺。設擺動的週期為T，則

$$T=2\pi\sqrt{\frac{I}{K}} \qquad K=\frac{\pi n a^4}{2l}$$

由上面二式，得

$$n=\frac{8\pi l I}{a^4 T^2}$$

【扭轉模量】（Torsion modulus）

乃物質所受切應力與其對應的切應變之比，亦稱為切變模量(*shear*

modulus)或剛性模量（*modulus of rigidity*）。扭轉模量的單位是達因/厘米^{2}或磅/吋^2。

大多數物質的扭轉模量約在楊格模量（*Young's modulus*）的$\frac{1}{3}$至$\frac{1}{2}$之間。

【扭擺】(Torsional pendulum)

扭擺是由一細線或彈性纖維下懸一重物而成，重物在順時鐘與反時鐘二向間返復運動，在扭轉甚小時，由於彈性懸線所施予的回復力偶（*restoring couple*）與扭轉角成正比即$\tau = -K\theta$，所以重物在二向間從事簡諧振動，其振盪週期為一常數，與振幅無關。

若I表物體對振盪軸的轉動慣量，K表懸線的扭轉常數(即扭轉一弧度所需之轉矩)，則物體轉動的方程式為

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{K}{I}\theta = 0$$

因此扭擺的週期　　$T = 2\pi\sqrt{I/K}$　　(1)

(1)式中I及K值均須由實驗決定。這可先測出振盪週期T，再於扭擺的重物上加一已知轉動慣量I'的物體，再測出新週期T'。由(1)式

$$T' = 2\pi\sqrt{\frac{I+I'}{K}} \qquad (2)$$

解上二式，可得

$$K = 4\pi^2 I'/(T'^2 - T^2)$$

$$I = T^2 I'/(T'^2 - T^2)$$

扭擺的應用非常廣泛，例如電流計的扭轉振盪。卡分地西扭秤是一架扭擺。鐘錶的振動擺輪是角諧和運動的另一例，回復轉矩係由游絲所供給，並非彈性細線。

【扭繞雙線】(Twisted pair)

一雙絕緣導線互相扭絞而成。

【扳動開關】(Toggle switch)

扳動時有聲響的小型開關，開關上標明開" *on* "和閉" *off* "的。

【拋上運動】(Upward projectile motion)

以某一初速，將物體鉛直上拋之運動。空氣阻力不計時，設拋出時之初速度爲$\vec{v}_0$，重力加速度爲$\vec{g}$（v_0與g之方向相反），經時間t後，其末速度$\vec{v}$與運動所經之位移$\vec{d}$分別爲

$$\vec{v}=\vec{v}_0-\vec{g}t$$

$$\vec{d}=\vec{v}_0t-\frac{1}{2}\vec{g}t^2$$

$$v^2=v_0^2-2gd$$

1. 上升所經之時間　$t=\dfrac{v_0}{g}$　（此時上升之速度爲零）

2. 上升之最大高度　$d=\dfrac{v_0^2}{2g}$

3. 上升所需時間與下降時間相等，即上拋之物體回至原位置所經之時間，恰爲上升或下降時間之2倍。

4. 上升時之初速與下降時之末速大小相等，方向相反。即經過同一高度時，上升速度與下降速度之大小相等，方向相反。

【拋下運動】(Downward projectile motion)

以某一初速，將物體鉛直下拋之運動。空氣阻力不計時，設拋出時之初速度爲$\vec{v}_0$，重力加速度爲$\vec{g}$，經時間t後，其末速度$\vec{v}$與所經之位移$\vec{d}$分別爲

$$\vec{v}=\vec{v}_0+\vec{g}t$$

$$\vec{d}=\vec{v}_0t+\frac{1}{2}\vec{g}t^2$$

$$v^2=v_0^2+2gd$$

【拋物柱面反射鏡】(Parabolic reflector)

具有旋轉拋物面（即拋物線繞軸旋轉而成的表面）的整塊或帶若干小孔的金屬表面。這種金屬表面在厘米波及分米波（或米波）的天線中

用來做爲反射鏡。在發射天線中，拋物柱面反射鏡把位於拋物面焦點的輻射器（發射偶極子或裂縫天線）所發射至拋物面上的無線電波聚集成一個狹窄的波束，從而將全部輻射能量集中在一個狹小的角度內。相反的，在接收天線中，拋物柱面反射鏡將外來波束中的全部無線電波集中射至拋物面的焦點處，位於焦點處的接收偶極子（或裂縫天線）因而就收到了射至反射鏡的全部能量。這樣，拋物柱面反射鏡就將投射到接收機的能量提高了。拋物面的直徑越比波長大，則反射鏡輻射與接收無線電波的波束角度便越小。所以在分米波，特別是厘米波時，利用直徑等於數米的反射鏡能夠獲得足夠窄的波束與足夠強的集中能量。在波長比較長的波段上，實際可行的反射器尺寸已不能獲得較窄的波束。

【拋物柱面鏡】（Parabolic mirror）

拋物線繞主軸旋轉所產生的曲面稱爲拋物線面，鏡面爲拋物線面者稱爲拋物柱面鏡。拋物柱面鏡能將與其主軸平行的入射光線完全聚焦於焦點且無球面像差的現象，所以用拋物柱面鏡觀察遠物，所成的像特別清晰。置光源於其焦點，則凡光線反射後，皆與鏡軸平行前進，故探海燈及燈臺等皆用之，乃因其光線能及遠。天文望遠鏡、探照燈及汽車前燈所裝備的反射鏡多爲拋物柱面鏡。如圖7—88所示，拋物柱面鏡將與其主軸平行的入射光焦聚於焦點F上。

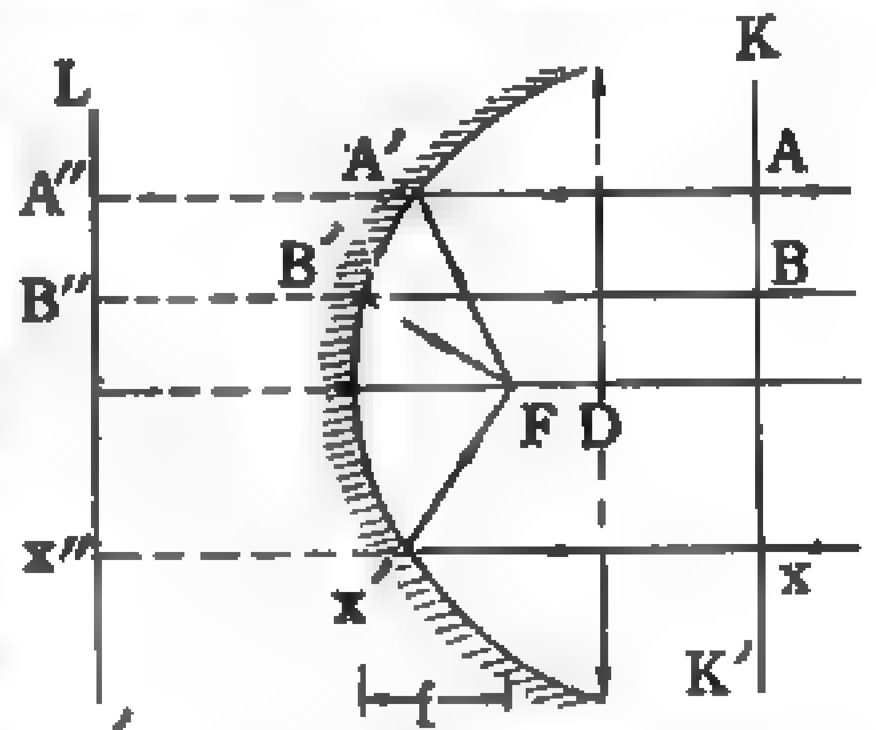


圖7—88　拋物柱面鏡
平面波經鏡面反射後焦聚於F點

【拋物線】（Parabola）

物體經拋體運動所行的路徑，稱爲拋物線。或爲圓錐截面之一種，卽一平面與圓錐一邊平行截取圓錐時所得之開放曲線。

拋物線之離心率爲1，設將曲線兩端延長至無窮大時，則兩端之線相平行。拋物線和圓相似，有一定之形狀但無一定大小。在直角坐標系

中其標準式爲 $y^2 = 2px$。

參閱"拋射運動（*Projectile motion*）"條。

【拋物線速度】(Parabolic velocity)

能使一物體由橢圓軌道改變爲拋物線軌道之速度稱爲拋物線速度。

地球在軌道上之速率每秒 18.5 哩，設此速率乘以 1.41（即 2 之平方根），則地球之軌道速度改變爲每秒 26.08哩，此時地球所運行者爲拋物線軌道，並且脫離太陽控制，一去不回。拋物線速度通常被認爲係屬於脫離速度（*velocity of escape*）。

【拋射運動】(Projectile motion)

拋射運動是斜向拋入空中之質點的二維運動，爲等加速曲線運動的一種。通常將其視爲垂直拋射與水平拋射兩種，彼此獨立運動的合成運動。在理想情況中（空氣阻力之影響不計），水平方向的爲等速運動，垂直方向的爲等加速運動（只受重力 $\vec{g}$ 作用）。

拋射運動之等加速度爲定值 $\vec{g}$，方向向下，加速度無水平分量。選參考坐標系，以 X 軸爲水平向，Y 軸爲垂直向，則 $a_y = -g$、$a_x = 0$。令參考坐標的原點與拋體開始運動之起點重合，並設開始運動時速度爲 $\vec{v_0}$，$\vec{v_0}$ 與正 x 方向之夾角爲 θ_0（圖 7—89），$\vec{v_0}$ 之 x 和 y 分量則爲

$$v_{x0} = v_0 \cos\theta_0$$

$$v_{y0} = v_0 \sin\theta_0$$

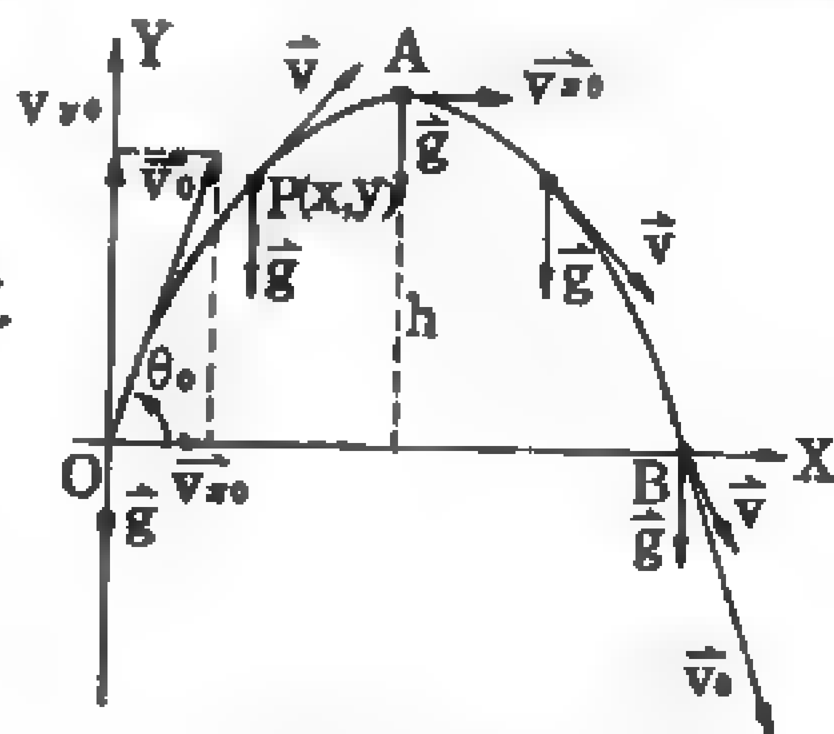


圖 7 — 89
拋射運動當加速度爲常數時路徑爲一拋物線。

因加速度無水平分量（$a_x = 0$），故速度之水平分量爲常數，則

$$v_x = v_0 \cos\theta_0$$

鉛直運動有向下之等加速度（$a_y = -g$），故速度之垂直分量有改變，則

$$v_y = v_0 \sin\theta_0 - gt$$

在任何時間、速度向量之大小恆爲 $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$

速度向量與水平之夾角θ爲

$$\tan\theta = \frac{v_y}{v_x}$$

如圖7—89，速度向量在各點皆與質點之路徑相切。由$x_0 = 0$，$a_x = 0$及$v_{x0} = v_0 \cos\theta_0$，可得質點位置之$x$坐標爲

$$x = v_{x0} t$$
$$= (v_0 \cos\theta_0) t$$

由$y_0 = 0$，$a_y = -g$和$v_{y0} = v_0 \sin\theta_0$，得$y$坐標爲

$$y = v_{y0} t - \frac{1}{2} g t^2$$
$$= (v_0 \sin\theta_0) t - \frac{1}{2} g t^2 \qquad (1)$$

可令$\vec{v}_y = 0$ 求得質點到達最高點的時間，因在最高點A，拋體的速度指向水平。所以

$$t = \frac{v_{y0}}{g} = \frac{v_0 \sin\theta_0}{g} \qquad (2)$$

將t值代入（1）式，即可求得最大高度h爲

$$h = \frac{v_0^2 \sin^2\theta_0}{2g} \qquad (3)$$

拋體落回地平面B點所需時間，稱爲飛行時間（*the time of flight*），可令$y = 0$代入（1）式中求出。此一時間等於由（2）式所求得時間的2倍，即等於$2v_0 \sin\theta_0 / g$。射程$R = OB$ 爲拋體在水平方向所行之總距離，即

$$R = v_{x0}\left(\frac{2v_0 \sin\theta_0}{g}\right) = \frac{2v_0^2 \sin\theta_0 \cos\theta_0}{g}$$

$$R = \frac{v_0^2 \sin 2\theta_0}{g} \qquad (4)$$

由x式和y式中消去共同參數t，t爲飛行時間可得

$$y = (\tan\theta_0)\, x - \frac{g}{2(v_0 \cos\theta_0)^2} x^2$$

此式表 y 及 x 之關係，並是拋射體的軌跡方程式。因 v_0、θ_0和 g 均是常數，故有 $y = bx - cx^2$ 之形式，即拋物線方程式，故拋射體的軌跡爲拋物線。以上所得的各結果在以下各情況下爲有效：

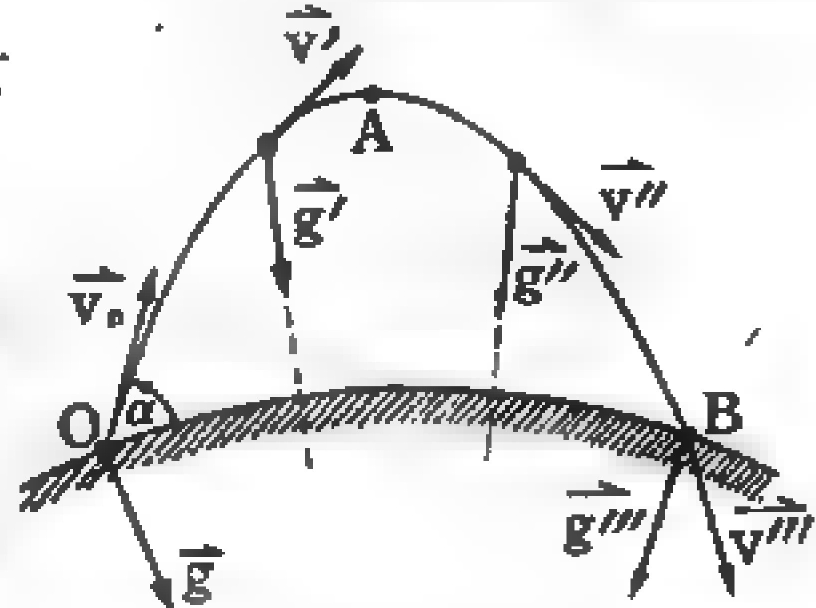


圖7—90
長射程拋體的路徑不爲一拋物線而爲橢圓的一弧。

1. 射程甚小，以致地球表面彎曲的影響可以免計。

2. 高度甚小，以致重力加速度隨高度而改變的影響可以免計。

3. 初速度甚小，以致空氣阻力的影響可以免計（如圖7—91）。

對一長射程拋體而言，其運動情形如圖7—90 所描述的。在它的路徑上所有各點 $\vec{g}$ 向量均指向地球的中心並隨高度而改變。在此情形，路徑爲橢圓的一弧。假如我們計及空氣的阻力，則路徑如圖7—91 所示，將不爲一拋物線，並且射程亦爲之減小。

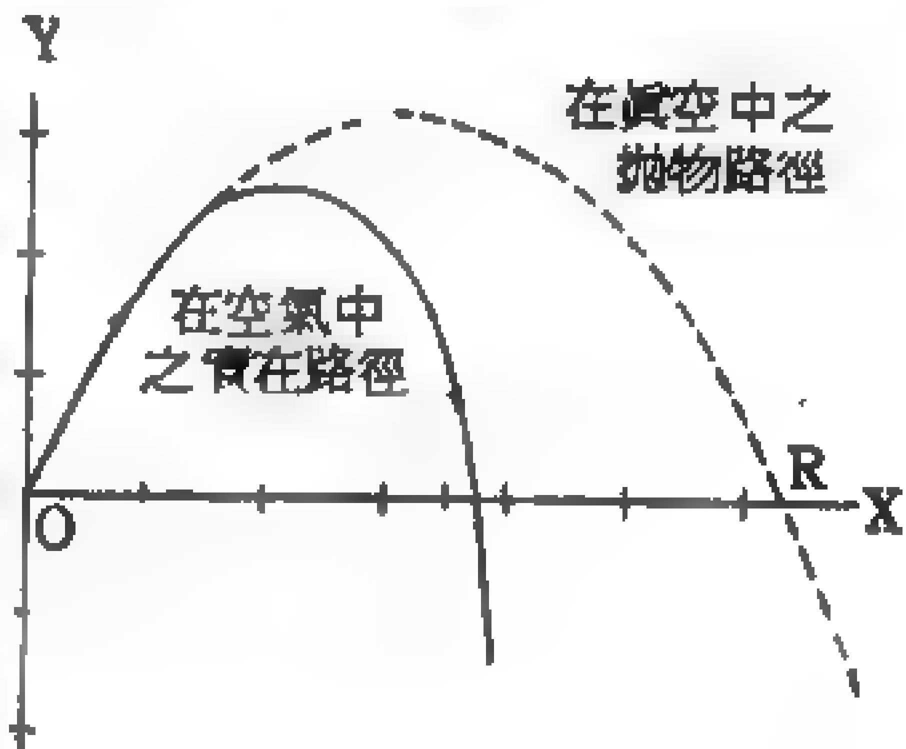


圖7—91
空氣阻力對拋體運動的影響

【拋體】（Projectile）

在地面上同時作垂直及水平運動的物體稱爲拋體或拋射體。若只有一方向（垂直或水平）的運動，則稱爲垂直拋射或水平拋射。

分析拋體運動時，通常將其視爲垂直拋射及水平拋射兩種彼此獨立運動的合成運動。而且在理想情況中，視水平方向的爲等速運動，垂直方向的爲等加速度（只受重力作用）運動。以 θ 表初速 v_0 與水平方向的夾角，則在任何 t 瞬間（落地之前）的位置爲（以起點爲原點）

水平距離　$x = v_0 t \cos\theta$

垂直距離　$y = v_0 t \sin\theta - \frac{1}{2} g t^2$

軌道　$y = x\tan\theta - \dfrac{gx^2}{2v_0^2\cos^2\theta}$（拋物線）

到達最高點時，所歷時間

$$t_s = (v_0 \sin\theta)/g$$

高度爲

$$y_s = \frac{v_0^2}{2g}\sin^2\theta$$

水平距離爲　$x_s = (v_0^2 \sin 2\theta)/2g$

落地前全部飛行時間爲

$$T = (2v_0 \sin\theta)/g$$

射程爲　$X = (v_0^2 \sin 2\theta)/g$

$\theta = 90°$ 時，即爲垂直拋射運動，$\theta = 0°$ 時，即爲水平拋射運動。

【投射算符】(Projection operator)

假設 $\{|\alpha>\}$ 和 $\{|\mu>\}$ 爲兩組正交歸一向量全集，則由變換規則可以寫成：

$$|\alpha> = \sum_\mu |\mu><\mu|\alpha> = \sum_\mu P_\mu|\alpha>$$

式中 $P_\mu = |\mu><\mu|$ 爲投射算符，而 $|\mu><\mu|$ 形式的投射算符爲最基本者。最簡單的投射算符，可由歸一基 $\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$ 及 $\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$ 求出。設

$$|1> = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \qquad |2> = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$$

則

$$P_1 = |1><1| = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}(10) = \begin{pmatrix}1 & 0\\0 & 0\end{pmatrix}$$

$$P_2 = |2><2| = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}(01) = \begin{pmatrix}0 & 0\\0 & 1\end{pmatrix}$$

由定義知 P_μ 適合以下性質：

1. $P_\mu^2 - P_\mu$，即連續運算 P_μ 兩次或兩次以上，結果等於只運算一次。

2. $\sum_{\mu} P_\mu = 1$，這可以由 $|\alpha\rangle = (\sum_{\mu} P_\mu)|\alpha\rangle$ 得知。

3. P_μ 爲厄米特算符，亦即 $P_\mu^+ = P_\mu$。

4. μ 可以表示連續態，在連續態時記號 $\sum_{\mu}$ 變爲積分形式 $\int d\mu$。

【投影】(Projection)

將實物的像放大到數十倍，使它結像於影幕上，此種動作和歷程叫投影。投影裝置需光源、影幕和遮光裝置、吸熱濾器等，爲了獲得鮮明黑白對比良好的像，需要良好的光源與光學系。

【投影透鏡】(Projection lens)

投影透鏡能在屏幕上影響清晰度的良窳，爲光學系統中最重要的部分。主要在於屏幕上之物像無像畸變（*image distortion*）及微小的像散性（*astigmatism*）、彗形像差（*comatic aberration*）及球面像差（*spherical aberration*）與色像差（*chromatism*）；同時，透鏡應有儘量大的聚光本領（*light gathering power*）。換言之，即小的鏡徑值（透鏡用 $F/3.5$ 甚爲普遍），設計透鏡便需要顧及此類切要的問題，而優良的去像散性便爲普遍使用此種型式之透鏡的目的。

【折光】(Refracted light)

由一星體的光線射至吾人的眼球以前必須經過大氣。因此原來的光線輻射必須經過折光、分散、吸收和散射的過程。這些過程中任何一種，都將變更輻射的原來性質。大氣是有密度的（在底部爲 $0.001gm/cm^3$）；

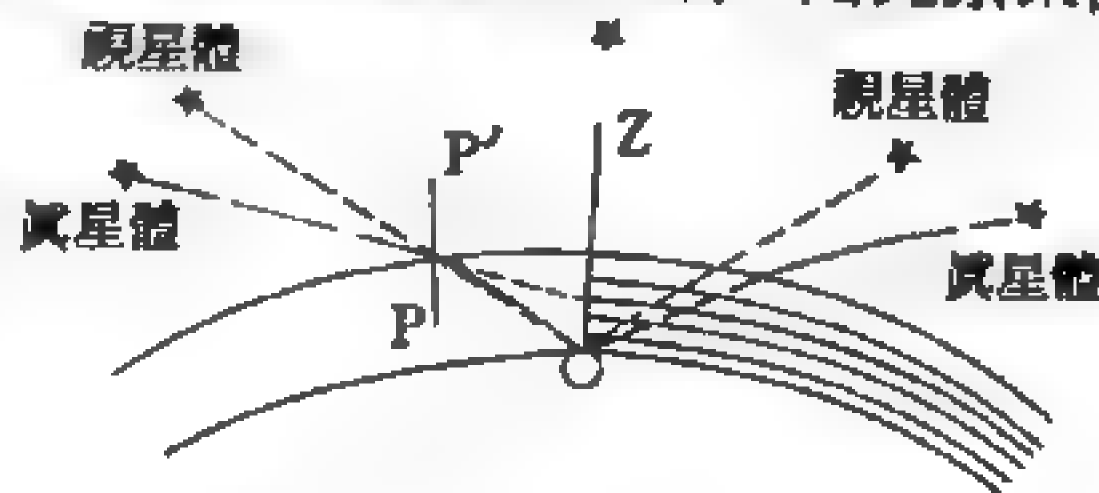


圖 7—92　地球表面上大氣的折光

故一光線由接近眞空進入大氣層乃成彎曲或折射的（圖 7—92 內 PP'），如同光線進入透鏡或稜鏡，但與透鏡略有不同。大氣各層由上而下

至地表面，其密度逐漸增加，故光線一進入大氣即逐漸彎曲，愈入下層愈形彎曲，如圖7—92 的右邊所示。故觀測的星體或其他目標的高度必須加以大氣折光的改正。

【折合區】(Reduced zone)

在反商空間中的第一布里元區（*Billouin zone*）稱爲折合區，因爲晶格構造的週期性在反商空間中之任一點，都可在折合區裏找到其對應點，這兩點的電子性質相同。故討論晶體的電子性質時，常只討論折合區中對應點的電子性質。

【折合質量】(Reduced mass)

研究二物體只有彼此之交互作用時，常以質心坐標系（即以該二物體的質心爲原點的坐標系）描述。將運動方程式改爲以質心坐標系表示，設二物體相距爲r，質量各爲m及M，則所得方程式與"質量爲$\mu=mM/(m+M)$的物體在距M爲r處，且視M爲固定者時的運動方程式"完全相同。式中的μ即稱爲折合質量或約化質量。

因此二物體只有彼此之交互作用，可簡化爲二質點；只有彼此之交互作用，則其相對運動相當於一質點之運動，此質點之質量等於折合質量，且受一等於其交互作用之力作用。例如，可將月球相對於地球之運動化簡爲一單質點問題，只要用月對地系統之折合質量及一力等於地球對月球之引力。同樣地，當談及電子繞原子核運動時，可假想此系統如同一質點，其質量等於電子對核系統之折合質量且受電子與核間之力作用而運動。

【折射】(Refraction)

光線或其他輻射線之射束，由一介質通過另一不同折射率的介質時所發生的偏折現象（如圖7—93）。

當光由密度較小之介質進入密度較大之介質時，光之折射係朝向兩

介質邊界（接觸面）相垂直之法線處：反之，折射光線遠離法線。

若一光線以垂直於兩介質接觸面由一介質通過另一介質時，將不發生折射現象。聲波傳播時因波速在介質中的空間變化所引起的方向變化，亦稱為折射。

【折射光之偏振】（Polarization of refracted light）

假若使光線以 56°之偏振角（*polarization angle*）作為入射角投射在一透明的玻璃板上，則一部分的光線將被反射出去，且將變為偏振光（*polarized light*）被反射出去。而另一部分之光線則將透入玻璃板中，發生折射現象，而於離開玻璃板時，將再被折射一次，此一部分之折射光，同樣會偏振（並非全部如此），其偏振的方向係與反射光線互相垂直。此時，反射光線的振動方向因垂直於入射平面，故折射光線之振動方向必係位於入射平面之內。這是因光線被反射時，其垂直於入射平面之振動部分被剔除，故透入玻璃之一部分光線便不再具有此類方向之振動了。而反射光線之振動方向係與入射平面互成傾斜，但其中垂直於入射平面之部分仍會優先受到反射，故位於入射平面之振動部，在透入光線中就佔有絕大多數。故透入玻璃部分之光線，會成為偏振，而且其偏振面係與反射光線之偏振面互成垂直。因此折射光線之偏振只不過是由於反射而引起之偏振中的一種剩餘效應而已。

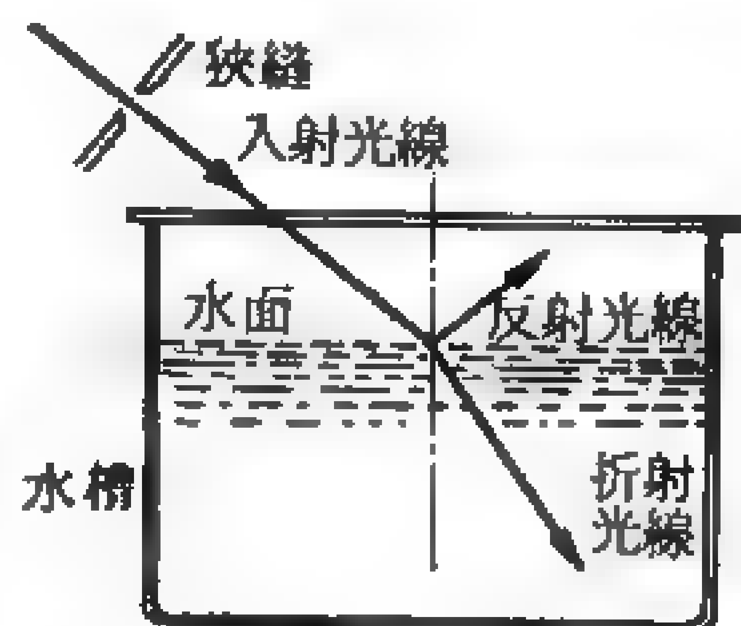


圖7－93　光的折射

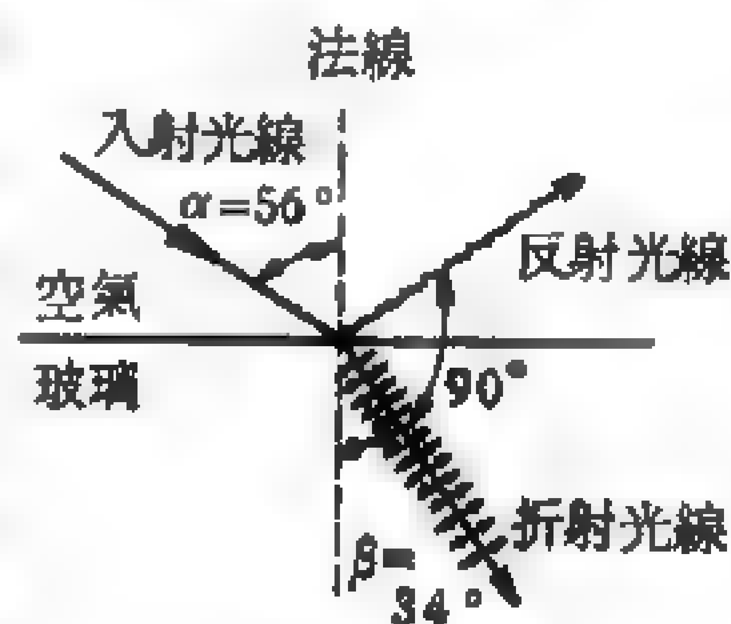


圖7－94
折射光線之偏振面係垂直於反射光線者，且折射光線本身亦與反射光線互成垂直。

【折射角】（Angle of refraction）

折射線與法線的交角稱為折射角。

參閱“光之折射（*Refraction of light*）”條。

【折射波】（**Refracted wave**）

入射波由一介質經過界面至另一介質發生折射現象之波。折射波的方向與入射波的方向不一致，惟對於垂直界面之入射波其折射波方向不變。

【折射定律】（**Law of refraction**）

係司乃耳（*Snell*）由實驗所得者，亦稱司乃耳定律（*Snell's law*）；即入射線、折射線和法線均在同一平面內，而入射、折射線分居於法線的兩旁。且入射角的正弦函數與折射角的正弦函數之比爲一常數，其式爲

$$\frac{\sin\theta i}{\sin\theta r}=n_{21}$$

式中θi、θr 分別代表入射角和折射角，常數n_{21} 稱爲第二介質相對於第一介質的折射率，由惠更斯原理又可導出此常數即爲波在兩介質內速度的比值，即

$$\frac{v_1}{v_2}=n_{21}$$

式中v_1及v_2 分別爲波在介質1和介質2中的速度。通常光介質之折射率都依空氣爲標準，即

$$\text{折射率}=\frac{\text{光在空氣中的速度}}{\text{光在物質中的速度}}$$

參閱“折射率（*Index of refraction*）”條。

【折射計】（**Refractometer**）

測折射率之儀器，稱爲折射計。其種類甚多，但原理大同小異。下面以蒲夫立西（*Pulfrich*）折射計爲例說明之。其原理爲令一定波長之光，自空氣通過固態或液態之試樣後，透過一玻璃稜鏡（折射率爲1.6），再射入空氣內。儀器上附有窺鏡，鏡內有一十字線。欲求最後折

射角之大小，必須旋動鏡之位置，令折射光，卽光之明暗界面恰位於十字線之交點上。此時讀此角度，再按下述計算法卽可求得試樣之折射率n。

光束之入射，折射如圖 7—95 所示。由圖得知，無比 ab 更接近於水平之光線，卽 cd 之上面爲一片黑暗。所以在窺鏡內可看到明暗界面。

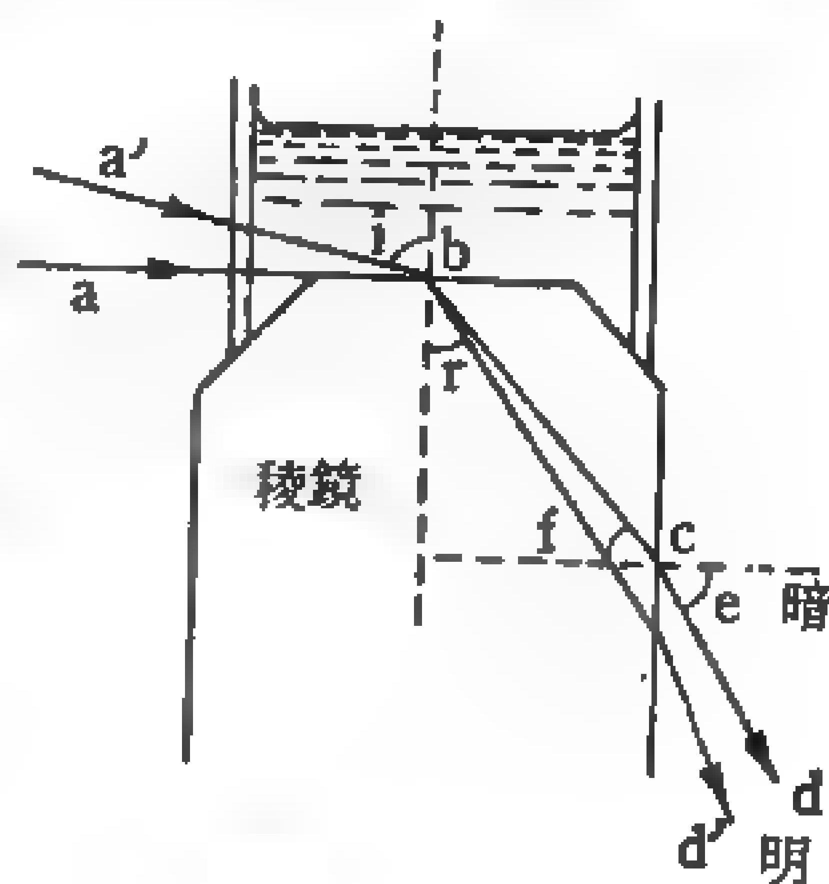


圖 7—95

設液體之折射率爲 n，稜鏡之折射率爲N，則 $\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{N}{n}$，但因 $i=90°$，

$$\sin i=1 \qquad \therefore n=\frac{N}{\frac{1}{\sin r}}=N\sin r$$

又因 $r+f=90°$ $\quad \sin r=\cos f=\sqrt{1-\sin^2 f}$

$$\therefore \quad n=N\sqrt{1-\sin^2 f}$$

又若設空氣之折射率爲 1，則$N=\frac{\sin e}{\sin f}$

所以 $$n=N\sqrt{1-\frac{\sin^2 e}{N^2}}=\sqrt{N^2-\sin^2 e} \qquad (1)$$

e 卽爲窺鏡與稜鏡之垂線所成之角，N通常爲已知值。但若不知時，由測定已知折射率 n 之液體之角 e，代入（1）式，則可求得N值。

折射計之種類有蒲夫立西折射計、阿貝（*Abbe*）折射計、季蘇（*Zeisso*）砂糖折射計、手提折射計、浸式折射計、貝區、蘭姆（*Baiuch-Lamb*）精密糖液折射計等。其中於實驗室常用者爲阿貝折射計。其特點爲操作簡單，旋盤上之度數直接表示折射率。且因有一補助稜鏡將雜光分散，所以可用太陽光替代單色光以行測定。折射計可用已知折射率之液體或標準折射片校正之。利用此種儀器可測定溶液、液體之折射率，並可依照羅倫次、羅倫玆（*Lorenz-Lorentz*）公式計算出各

液體之比折射及分子折射及決定其分子構造。

【折射望遠鏡】(Refracting telescope)

折射望遠鏡中，物鏡（圖7—96）爲一收斂透鏡（*convergent lens*），此鏡焦距 f 甚長，有時甚至長達數米。因物 AB 甚遠，由物鏡構成之像 $a'b'$ 落於它之焦點 F_o 上。吾人欲知者爲像之位置，故僅繪出所需之中心射線 Bb' 與 Aa' 即可。目鏡亦爲收斂透鏡，但其焦距 f' 較短，目鏡之安置，恰使中間像 $a'b'$ 落於 O' 與 F_o'（目鏡焦點）之間，並使最後之像 ab 落在明視距離上。僅移動目鏡，即可完成對焦距之操作，在此情況若移動物鏡，對尋找明晰之像而言將毫無所獲。

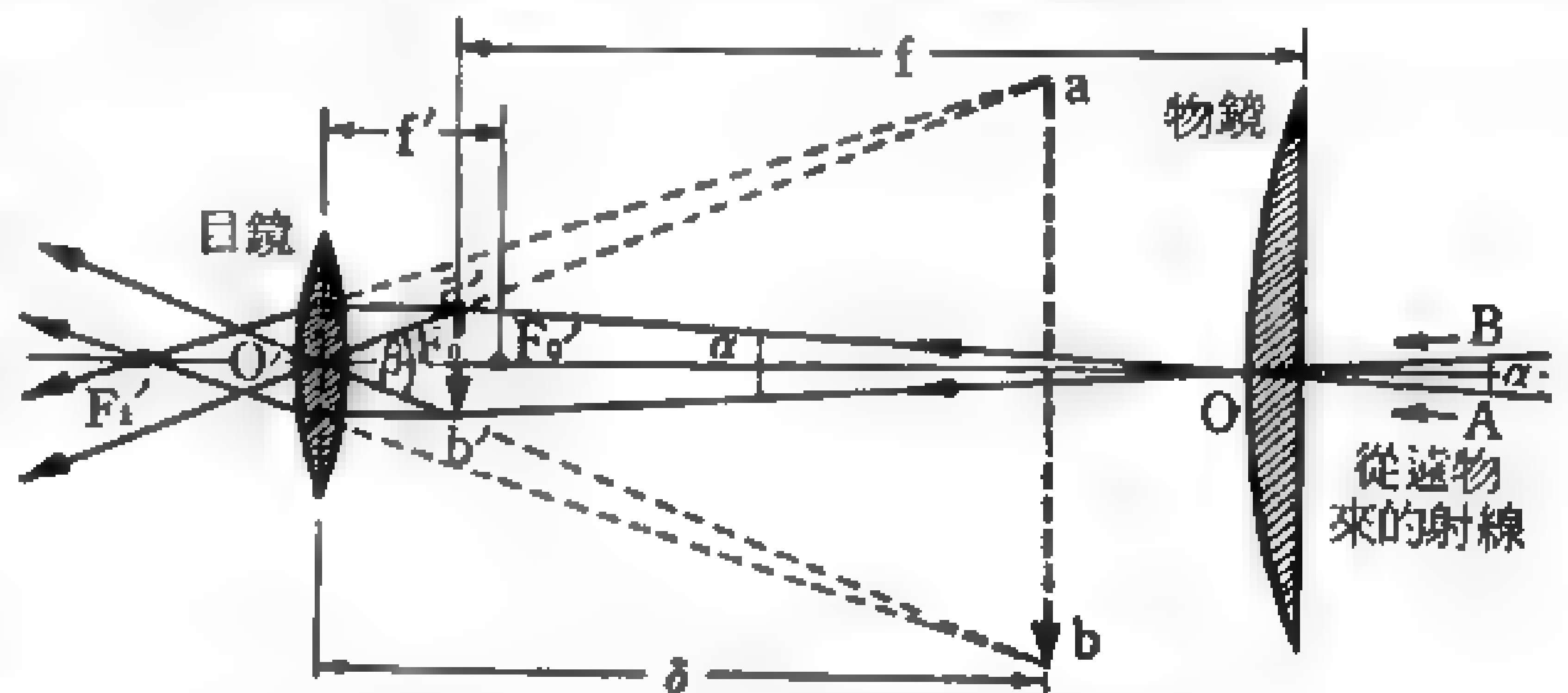


圖7—96 折射望遠鏡中之射線追蹤

【折射率】(Index of refraction; Refractive index; Refracting power)

光之速度因介質而異。因此當一光束自一介質進入密度相異之另一介質內時，由於速度改變，其進行方向產生曲折，稱爲折射（*refraction*）。根據惠更斯原理（*Huygen's principle*），折射率 n 乃於二介質中光速之比率，其值係藉入射角 i 與折射角 r 兩正弦之商以表示之（折射率是依物質而定，縱使改變入射角其值仍一定不變）。

即
$$n=\frac{\sin i}{\sin r}$$

通常我們將具有較大波速之介質稱爲光疏介質，將具有較小波速之介質稱爲光密介質。但所謂光密介質，並不一定非具有較大之比重或較

大之質量密度不可，因此並不存在絕對的光密介質或光疏介質，而僅存在相對的光密介質或光疏介質。即當兩介質互相比較時，才能分辨出何者為光密介質，何者為光疏介質。由於上述情形，故產生了絕對折射率和相對折射率：

1.絕對折射率——一般介質的折射率n多表光由空氣中射入此一介質之值。而所謂絕對折射率，是光由眞空進入某介質時的折射率，即某介質對於眞空之折射率或簡稱為該介質的折射率。但因從眞空進入空氣中所發生之折射現象每每微不足道，故可略而不計，故介質m的折射率通常記為n_m。

2.相對折射率——光由第一介質，射入第二介質時之折射率稱為第二介質對第一介質之相對折射率。相對折射率之記號為${}_1n_2$或n_{12}，如記作$n_{g\text{-}w}$或${}_gn_w$，即示光由玻璃射入水中，或水對於玻璃的折射率。則

$$n_{12}\cdot n_{21}=1 \quad 或 \quad n_{12}=1/n_{21}$$

$$n_{12}\cdot n_{23}\cdot n_{31}=1 \quad 或 \quad n_{23}=n_{13}/n_{12}$$

通常 $$n_{12}\cdot n_{23}\cdot n_{34}\cdot \cdots\cdots n_{k1}=1$$

折射率隨入射光波之長短而異，如表所示，為各介質對於不同波長之折射率。通常所用之光為鈉光。因白光含有多種波長之光，故若以白光為光源時，常用色差抵償器調節除去其色差。又物質之折射率，大多隨溫度之增高而降低。所以測定時儀器之溫度，必須準確維持定溫。如表所示者，為各種溫度下液體之折射率。

對於不同波長之折射率（20°C）

化合物 / 分子式 / 光源 / 波長		鈉（D線）黃色	氫 Hα（C線）赤色	氫 Hβ（F線）青色	氫 Hγ（G線）紫色
		5,893 Å	6,563 Å	4,861 Å	4,341 Å
水	H_2O	1.3330	1.3311	1.3371	1.3404

二硫化碳	CS_2	1.6277	1.6183	1.6525	1.6749
甲　　酸	$HCOOH$	1.37137	1.36927	1.37643	1.38041
正丙醇	C_3H_7OH	1.38543	1.38345	1.39008	1.39348
溴乙烷	C_2H_5Br	1.42386	1.42113	1.43036	1.43595
苯	C_6H_6	1.50144	1.49663	1.51327	1.52361
硝基苯	$C_6H_5NO_2$	1.55291	1.54593	1.57124	——
苯　　胺	$C_6H_5NH_2$	1.58629	1.57948	1.60434	1.62074

各種溫度下之折射率〔鈉 *D* 線（波長 5,893 Å）〕

溫　　度	水	苯	二硫化碳
0°C	1.3338	——	1.6436
5	1.3339	——	1.6397
10	1.3337	1.5077	1.6357
15	1.3334	1.5045	1.6317
20	1.3330	1.5013	1.6277
25	1.3325	1.4980	1.6236
30	1.3319	1.4948	1.6195

折射率除可用以鑑定物質之純度及濃度外，因化合物之折射率與其成分之折射率間有加成性（*additive property*）及部分構造性（*constitutive property*），所以亦可用於決定同分異構物之分子構造。

【折射率之求法】（Method of measurement of refractive index）

【Ⅰ】圖解法

1. 依據——折射定律（*law of refraction*）。

2. 條件——已知入射角與折射角。

3. 步驟

(1)設定境界面 SS'（圖 7—97）。

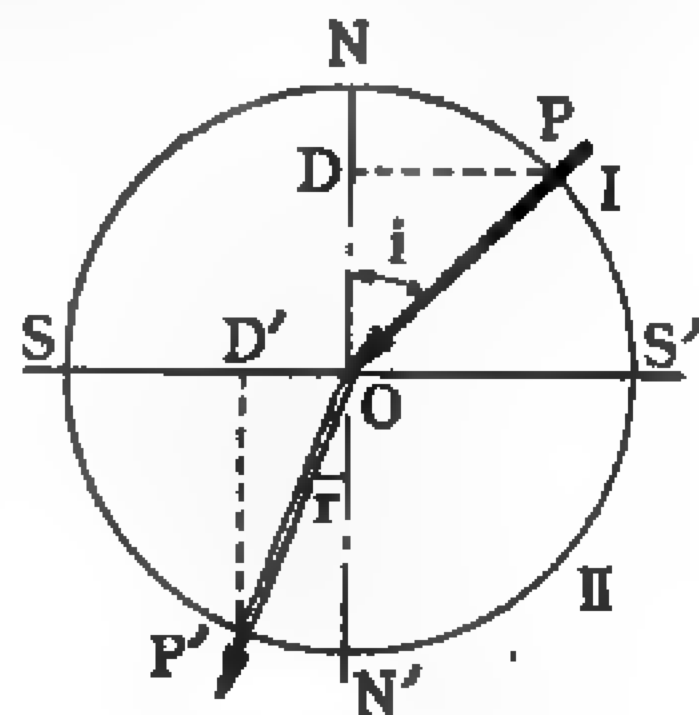


圖 7—97

(2)以 SS' 線上任一點 O 爲圓心，以任一長度爲半徑作圓。

(3)過圓心作法線 $NN' \perp SS'$。

(4)就已知入射角 i、折射角 r，分別於法線的兩側以 O 爲入射點繪出入射線、折射線，使分別交圓周於 P、P' 點。

(5)分別過 P、P' 點作二線　　$PD \perp NN'$

$P'D' \parallel NN'$

(6)量出 PD 與 $P'D'$ 之長度（以同一單位表之）

$$\because \quad \sin i = \frac{PD}{OP} \qquad \sin r = \frac{OD'}{OP'}$$

而　　$OP = OP'$　　故　　${}_1n_2 = \frac{PD}{OD'}$

4.研析——若已知折射率，用此法亦可逆求其入射角及折射角。

【Ⅱ】比較光速法

1.依據——惠更斯原理（*Huygen's principle*）與折射率定義。

2.公式—— ${}_1n_2 = \frac{v_1}{v_2}$　　$n_m = \frac{v_o}{v_m}$

(其中 v_1，v_2，v_o，v_m 分別表光在第一介質、第二介質、眞空與某介質 m 中之速率）。

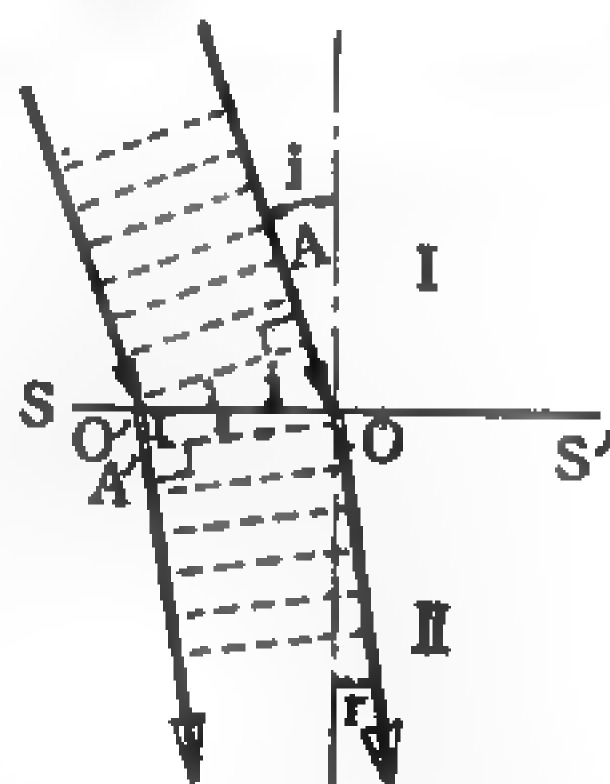


圖 7—98

如圖 7—98，有平行光線一束自第一介質，進入第二介質；（虛線表各瞬間之波前——均與波行方向垂直）又設當光線在第一介質中之 A 點到達 O 點時，其另點（與 A 點同一波前）O' 進入第二介質之 A' 點，若此所需時間爲 t

則　　$AO = v_1 \cdot t$

$O'A' = v_2 \cdot t$

但　　$\sin i = \frac{AO}{OO'}$　　$\sin r = \frac{O'A'}{OO'}$

$$\therefore \quad {}_1n_2 = \frac{AO}{OO'} \cdot \frac{OO'}{O'A'} = \frac{AO}{O'A'} = \frac{v_1 t}{v_2 t} = \frac{v_1}{v_2}$$

同理可知 $$n_m = \frac{v_0}{v_2}$$

3. 研析

(1) ∵、 $v_0 \doteqdot v_a$ ∴ $n_a \doteqdot 1$ 及 $n_m = \dfrac{v_a}{v_m} = {}_a n_m$

(2) ∵ ${}_1n_2 = \dfrac{v_1}{v_2}$ 而 ${}_2n_1 = \dfrac{v_2}{v_1}$ ∴ ${}_1n_2 \cdot {}_2n_1 = 1$

即 $${}_1n_2 = \frac{1}{{}_2n_1}$$

(3)光在介質中之速度通常與介質密度成反比。即 $v_l > v_d$（ l : *loose*; d : *dense*）。

$$\therefore \quad {}_l n_d > 1$$

由此知：所有介質的絕對折射率均大於 1 。

$${}_l n_d > 1 \quad 及 \quad n_l < n_d$$

【 Ⅲ 】相對．絕對折射率互化法

1. 依據——比較光速法。

2. 公式—— $n_{1\cdot 2} = \dfrac{n_2}{n_1}$

$$\because \quad n_{1\,2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\dfrac{v_1}{v_0}}{\dfrac{v_2}{v_0}} = \frac{\dfrac{v_0}{v_2}}{\dfrac{v_0}{v_1}} = \frac{n_2}{n_1}$$

【 Ⅳ 】實深．視深相比法

1. 依據——光之可逆性、折射定律。

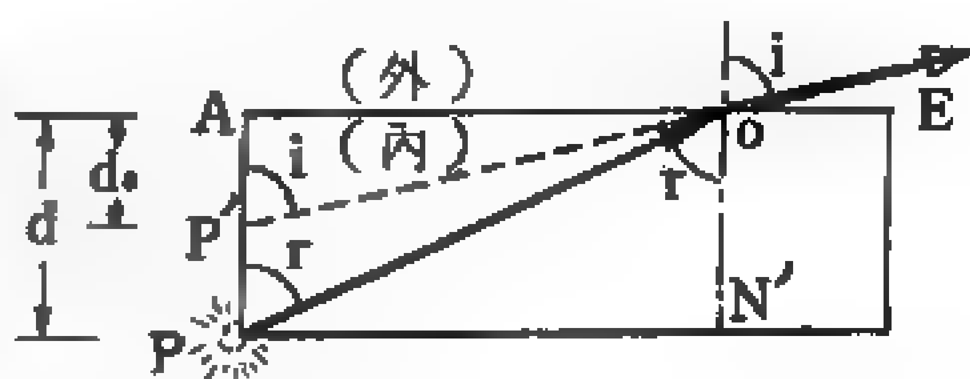


圖 7 — 99

2. 條件——入射角（ i ）、折射角（ r ）均甚小。

3.公式—— $_{o}n_{i}=\frac{d}{d}$

設 P 爲內介質之一光點

d 爲實際深度（*true depth*）

d_{e} 爲視覺深度（*apparent depth*）

PO 與 OE 分別爲入射、折射光線

而 $\angle PON'$ 與 $\angle NOE$ 亦分別爲入射角、折射角（圖 7—99），但爲求內介質對外介質的折射率，故依光之可逆性，將原有之入射線、折射線；入射角、折射角分別對調視之。

由折射率之定義：

$$_{o}n_{i}=\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{\frac{OA}{OP'}}{\frac{OA}{OP}}=\frac{OP}{OP'}$$

當　i 與 r 均甚小（自上方垂直視之）時：

$$OP\doteqdot d \qquad 而 \qquad OP'\doteqdot d_{e}$$

故　$$_{o}n_{i}=\frac{d}{d_{e}}$$

4.研析——外圍爲空氣或眞空時，則 $_{o}n_{i}=n_{i}$

【V】由臨界角推求

1.依據——臨界角之定義與折射定律。

2.公式—— $_{d}n_{i}=\sin I$，$n=\frac{1}{\sin I}$

若光線自密介質射向疏介質，而折射角爲 90°時，入射角即爲臨界角 I。依折射定律：

$$_{d}n_{i}=\frac{\sin I}{\sin 90^{\circ}}=\sin I$$

3.研析

(1) ∵ $_{d}n_{i}=\frac{1}{_{i}n_{d}}$ 　　故 $_{i}n_{d}=\frac{1}{\sin I}$

(2)若光疏介質爲空氣時，或眞空時，則

$$n_a = \frac{1}{\sin I} \quad 或 \quad n = \frac{1}{\sin I}$$

【註】綜合上述，可知折射率（n）、折射角（r）、入射角（i）、光在介質中的速率（v）、實深（d）、視深（d_a）與臨界角（I）間的關係爲：

$$_in_a = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_i}{v_a} = \frac{n_a}{n_i} = \frac{d}{d_a} = \frac{1}{\sin I}$$

光於一物質內行進之速度，係依光波與分子內電磁場之相互干涉作用而變，故折射率 n 與分子內原子排列之狀態直接有關。例如物質受熱膨脹時，原子排列發生異狀，即 n 值起變化。從前就有人想 n 與密度 d 之間可能有某一定關係。而此不因溫度、壓力及其他物理狀態所改變之函數稱爲比折射，通常以 r 表之。關於此所提出者有：

艾克曼（*Eykman*）　$r = \frac{n^2-1}{n+0.4} \cdot \frac{1}{d}$ 之實驗式

牛頓、拉普拉斯（*Newton-Laplace*）　$r = \frac{n^2-1}{d}$

革勒士同、德耳（*Gladstone-Dale*）　$r = \frac{n-1}{d}$

羅倫次、羅倫茲（*Lorénz-Lorentz*）

$$r = \frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d} \text{ 之理論式}$$

若欲測定於熔點則起分解之有機化合物之折射率時，可將此化合物溶於適當溶劑內測定之。因比折射同樣具有加成性，故可由下式計算得溶質之比折射

$$100\,r = p_1r_1 + (100 - p_1)\,r_2$$

r，r_1，r_2 各爲溶液、溶質、溶劑之比折射，p_1 爲100 g 溶液中所含溶

質之重量。

比折射與物質分子量之相乘積，稱爲分子折射（*molecular refraction*）。根據革勒士同、德耳、南道特（*Landolt*）、布魯爾（*Brühl*）、艾克曼、艾森洛爾（*Eisenlohr*）等人對許多有機化合物加以研究之結果，得知分子折射等於構成分子之各原子固有原子折射之總和。設化合物 $A_m B_n C_p$ 之分子折射爲 Mr，則

$$Mr = m[r_A] + n[r_B] + p[r_C] \qquad (1)$$

但 $[r_A]$, $[r_B]$, $[r_C]$ 各爲原子 A, B, C 之原子折射，m, n, p 爲其在分子中所含之各原子數。

由（1）式得知，若測知多種化合物之分子折射藉以比較，則可求得各元素之原子折射。於是，可簡單地算出未知化合物分子折射之理論值，並推定其分子構造。

又混合物之實測分子折射 $[Mr]_{1,2}$ 與各成分間之關係如下：

$$[Mr]_{1,2} = \frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{x_1 M_1 + x_2 M_2}{\rho} = x_1[Mr]_1 + x_2[Mr]_2$$

ρ 爲混合物之折射率及密度，x_1, x_2 及 M_1, M_2 各爲成分 1,2 之克分子分數（*mole fraction*）及分子量，$[Mr]_1$ 及 $[Mr]_2$ 各爲純成分 1,2 之分子折射。

【折射焦散面】（Refraction caustic surface）

當薄透鏡的孔徑較大時，與面鏡一樣，球像差的現象是不可避免的。此時，一點的像不再是一點，而是一個線段。並且平行入射的光線，若與對稱軸的距離不同，將與主軸交於不同的點（見圖 7－100）

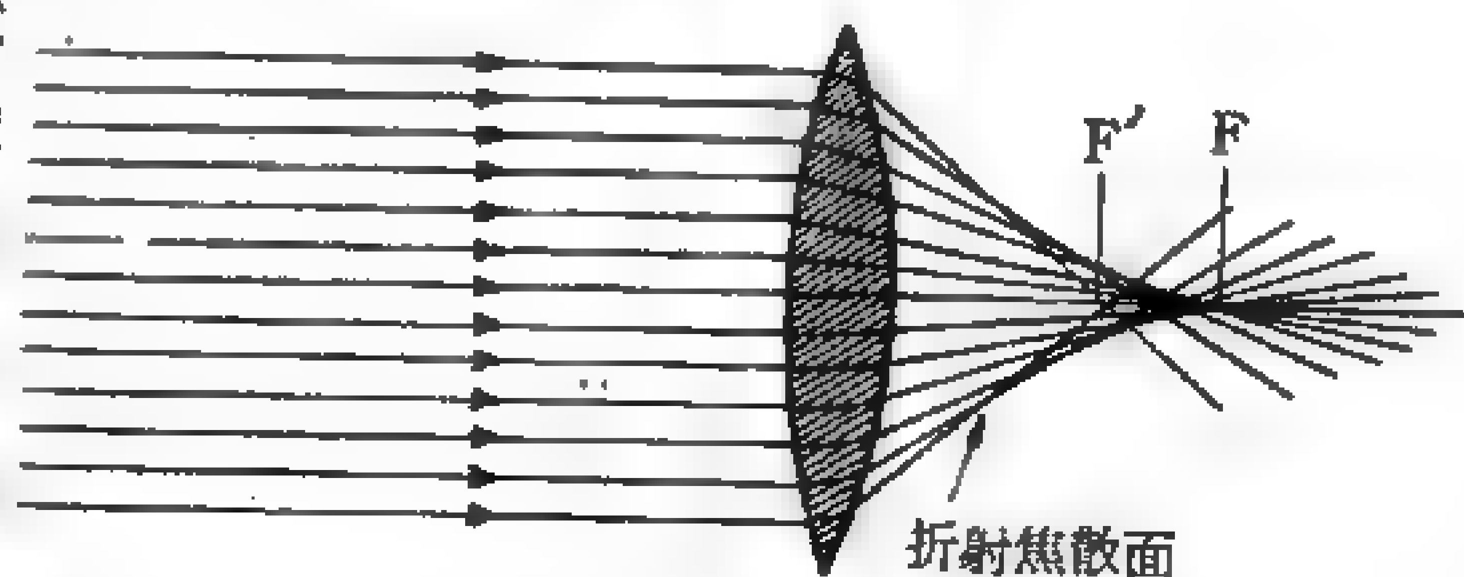


圖 7－100

。由此可見，透鏡的孔徑越大，球像差的現象就越厲害；此時各折射線會相交在一個錐形的面上，此錐形面卽稱爲折射焦散面。

參閱"球面像差（*Spherical aberration*）"條。

【折射焦線】（Refraction caustic curve）

折射焦線卽構成折射焦散面的各折射線。

參閱"折射焦散面（*Refraction caustic surface*）"條。

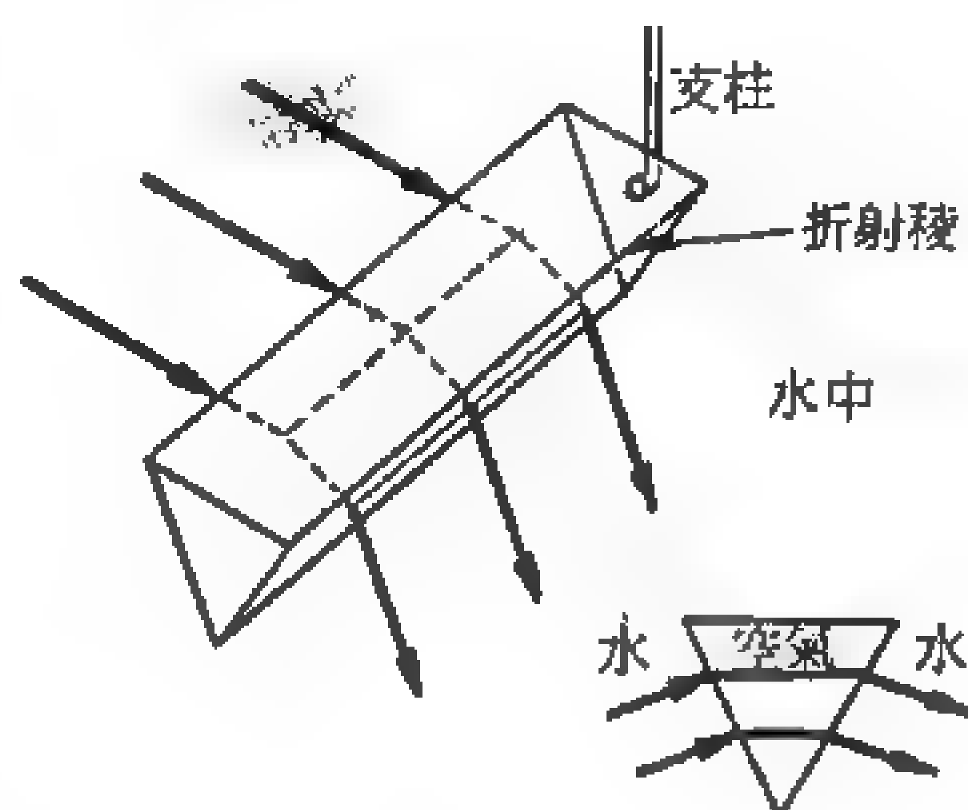


圖 7—101

【折射稜】（Refracting edge）

稜鏡二側面相交之線。

【折射線】（Refracted ray）

波之速度因介質而異。當波由一介質進入另一介質時，由於速度的改變，其進行方向產生曲折。此折射波前進的方向線稱爲折射線。波由密介質進入疏介質時，折射線遠離法線。相反地，波由疏介質進入密介質時，折射線靠近法線。

【束限內轉動】（Restricted internal rotation）

晶體的分子或分子中的一部分有若干轉動自由度，稱爲內轉動。內轉動使固體甲烷（CH_4）在低溫時有異常的比熱值。內轉動進行時常受位壘限制成爲束限內轉動，故在低溫時不能以完全自由的轉動理論處理。至於位壘的成因，至今尚無定論。

【束射功率管】（Beam power tube）

束射功率管（如圖 7—102），是屬於四極管與五極管間的一種電子管。如同四極管，束射功率管含有兩個柵極（控制柵及簾柵），但卻又有五極管抑制二次放射電子的能力。由於管內各極安排的不同，束射功率管屏極附近存有空間電荷，可排斥屏極二次放射電子，以達到五極管抑

制的作用。

束射功率管的作用，是由圖 7—102 所示之構造所形成。在簾柵與屏極間有稠密的電子束存在，此電子束的成因有二：

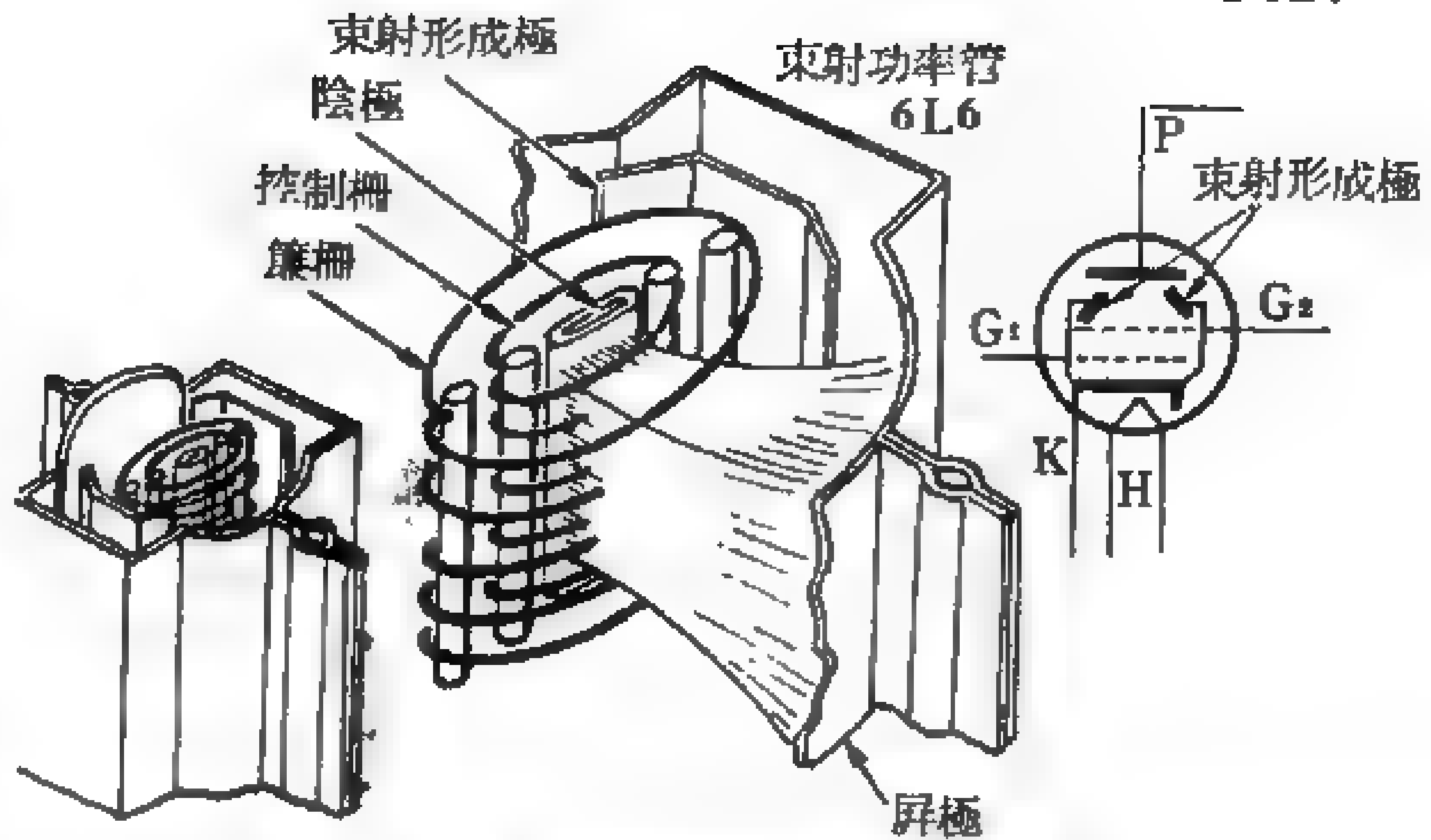


圖 7—102　束射功率管的構造及符號

1.束射功率管的控制柵與簾柵的螺旋線相互對齊，線間的間隙對正，因此陰極放射電子，經控制柵到屏極的途中，能被簾柵吸引的機會減小，簾柵電流減低，屏極電流自然增大。

2.電子集中成束，係由束射形成極（*beamforming electrode*）以及上述控制柵與簾柵的特殊安排所造成，束射形成極直接與陰極相連，其電位與陰極也相同，因此有助於簾柵與屏極間空間電荷的構成。電子束所帶爲負電荷，所以能有效排斥二次放射電子。同時由於屏極與簾柵間的距離很大，因此可保證有足夠的空間電荷存在其間。

就事實而言，束射功率管屏極與簾柵間的空間電荷，其抑制二次放射電子的作用，較五極管的抑制柵爲優，屏極特性曲線更爲平滑，在低屏極電壓下，曲線有一尖銳的彎曲，這些都是由束射功率管的低失眞現象（特性曲線無歪扭部分），低簾柵電流、高效率的陰極及較大的屏極面積所造成。由於束射功率管對任何微小信號電壓都有較大的功率輸出和較高的效率，所以在輸出放大器，大家都樂於使用束射功率管。

【束縛能】（Binding energy）

即結合能。研究一質量爲m_1，m_2，m_3，……之質點羣，爲方便起見，當質點相對靜止及離得非常遠時，其能量設爲零。當質點爲某機構移

在一起，則形成一系統，此系統之內能可表為

$$U=(E_k+E_p)$$

當然E_k總是正，但E_p可為正或負，因此U可為一正能或一負能（圖7—103）。若U為正，則要排置系統之質點，必須供給能量；此即，若無外來作用施於此系統，則不可能排置此系統。質點因放出能量U而分離，故此系統為不穩定或不受束縛。

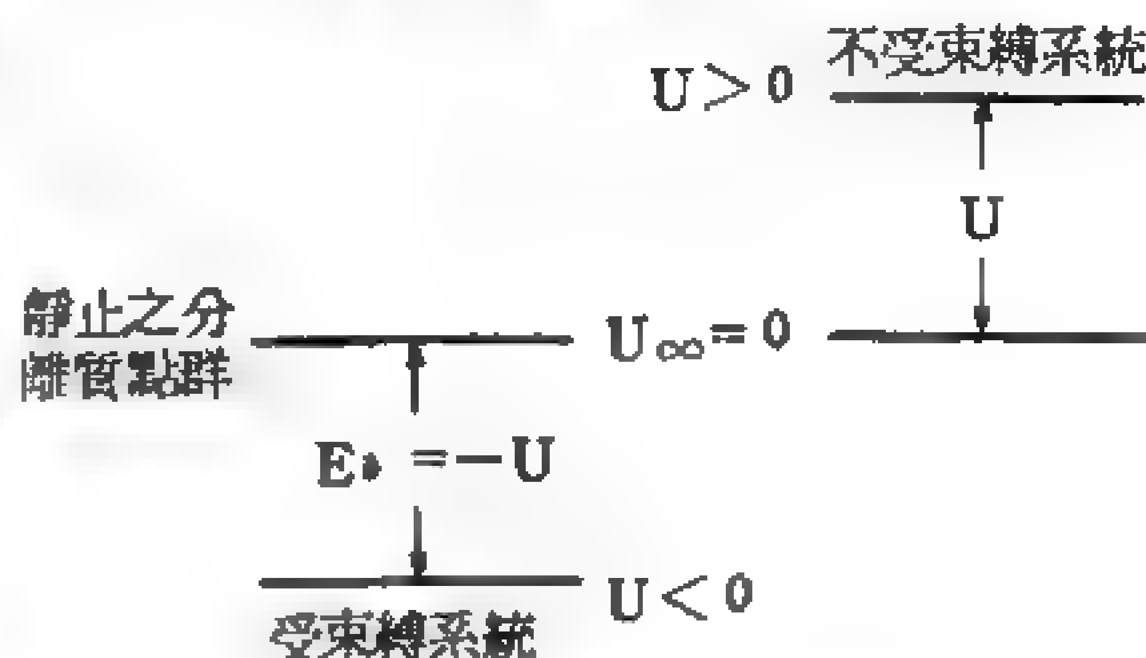


圖7—103 一質點系之束縛能

反之，若U為負，則此系統之能量少於分離質點之能量，可謂此系統形成時，放出之能量為$-U$欲分離其質點，則必由外源供此系統以等量之能（即$-U$），因此一具負內能之系統為穩定或受束縛。如此之系統不能分開為其組成之質點，除非（以外功施於此系統）其吸取等於或大於$-U$之能量。

一質點系之束縛能將定為 $E_b=-U$

因此束縛能乃為系統形成時所放出來之能量或欲分開其質點系所必吸取之能量。

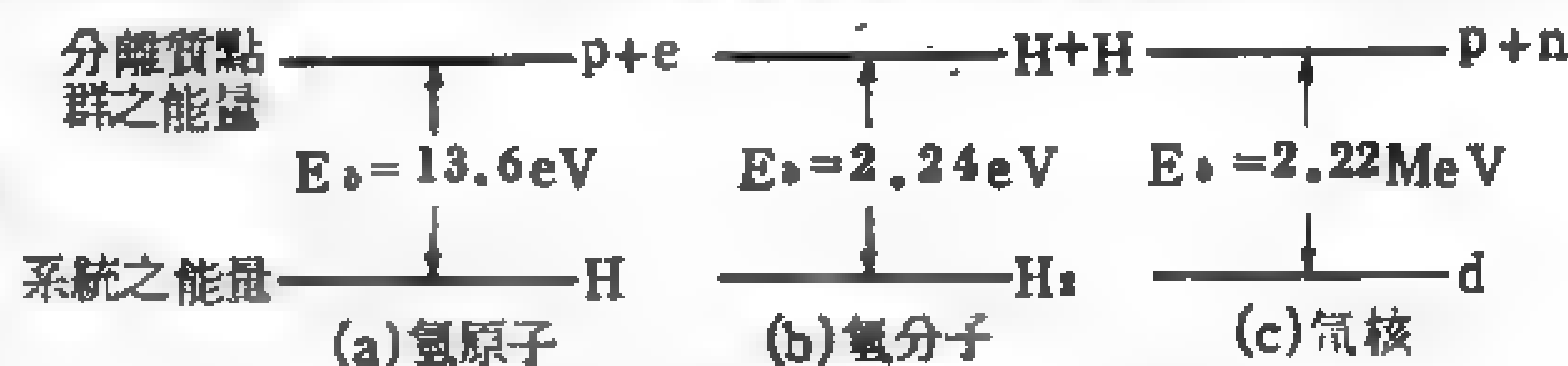


圖7—104 一些簡單系統之束縛能

物質乃為質點系所構成，其基本質點為電子、質子及中子，配置而成穩定之結構者稱原子、分子、核及物體（諸如固體及液體），這般系統之束縛能資料極為有趣，例如，一由質子及電子組成之氫原子，其束縛能為2.33×10^{-18}焦耳或 $13.6eV$，如圖7—104(a)，此為欲分離成二質點所須供給之能量，或繞質子之最穩定軌道捕獲一電子所放出之能量。同樣地，由二氫原子組成之氫分子，其束縛能為3.59×10^{-19}焦耳或$2.24eV$，如圖7—104(b)，此為欲使一氫分子分離成

二氫原子（非分成二質子及二電子），所須供給氫分子之能，或為二氫原子結合成一氫分子所放出之能。原子及分子束縛能之數量級為幾個 eV，核束縛能之數量級則為數個MeV，或更大百萬倍。例如，由一質子及一中子組成之氘核，其束縛能為 3.56×10^{-13} 焦耳或 $2.22MeV$，如圖 7—104 (c)。束縛能之有此大差別，乃示核中約束質子及中子之力遠大於（約大 10^{6} 倍）原子及分子中約束電子及核之力，且本質互異。電子及核以電磁力結合成原子及分子，而質子及中子以核力結合成核，因此核力之強度約為電磁力強度之一百萬倍。

下面討論鈾中一粒子之束縛能：

鈾有不同之同位素，特別重要者有二，鈾－235 及鈾－238，與所謂分裂過程有關，但在此將考慮罕見之同位素鈾－232，其目的在於確定粒子（如中子、質子、氘核、氚核及 α 粒子）從一核中自然發射是否很有可能。設X為發射粒子而Y為產物或生成核，鈾－232 相對於系統 $X+Y$ 之束縛能為

$$E_b=[m_X+m_Y-m(^{232}U)]c^2$$
$$=931.48[m_X+m_Y-m(^{232}U)]MeV$$

此過程談及之m_X，m_Y 及 E_b 之值如表所示，而鈾－232 之靜止質量為 232.0372 a.m.u.。

所有束縛能，除了α粒子為負外，其餘均為正，因此可推斷鈾－232 核可以自然發射α粒子，但關於表所列之所有其他質點之發射為穩定，事實上，鈾－232 為一α粒子之發射者。

鈾－232 中粒子之束縛能

粒　　子	m_x a.m.u.	生　成　物	m_y a.m.u.	$E_b(MeV)$
n	1.0087	^{231}U	231.0363	7.26
p (^{1}H)	1.0078	^{231}Pa	231.0359	6.05
d (^{2}H)	2.0141	^{230}Pa	230.0344	10.5

t (^{3}H)	3.0160	^{229}aPa	229.0320	10.0
α (^{4}He)	4.0026	^{228}Th	228.0287	−5.50

束縛能亦可以另一型式定義，即使衛星克服地球之束縛而剛可脫離地球所需供給之能量稱爲束縛能。

一循圓形軌道恰在大氣層上方繞地球運行之衛星，其運行軌道之半徑可計作地球之半徑 r_e。設其質量爲 m，此衛星運行時所需之向心力等於地球對其之引力，即

$$\frac{mv^2}{r_e}=\frac{GMm}{r_e^2}$$

由上式得此衛星之動能 $E_k=\frac{1}{2}mv^2=\frac{1}{2}\frac{GMm}{r_e}$，此動能恰爲其脫離能之一半。

此衛星在其軌道上之位能 $U=-\frac{GMm}{r_e}$，故其總能量 E 爲：

$$E=E_k+U=\frac{1}{2}\frac{GMm}{r_e}+\left(-\frac{GMm}{r_e}\right)$$

$$=-\frac{1}{2}\frac{GMm}{r_e}$$

上式中負號之意義表示欲使此衛星達無窮遠而其總能量爲零之狀態必須對其供給能量，所供給之能量即爲束縛能 E_b。故對一恰在地球大氣層上方運行之衛星而言，其束縛能 E_b 爲：

$$E_b=+\frac{1}{2}\frac{GMm}{r_e}$$

例如地球爲太陽之行星，繞太陽而運行，則其對太陽之束縛能爲

$$E_b=\frac{GM_s m_e}{2r_0}$$

上式中 r_0 爲地球公轉軌道之半徑，M_s 爲太陽之質量，m_e 爲地球之質量。

【束縛電子】(Bound electron)

內層軌道中的電子及最外層軌道中適足數的電子都稱爲束縛電子。最外層軌道中不足數或多餘的電子稱爲自由電子(*free electron*)。例如氦原子有二質子和二電子，其二電子在第一層(*K*)軌道中適足自然需要量，故氦之電子皆爲束縛電子。

【束縛電荷】(Bound charge)

帶電之導體甲，間隔不導體，而與帶異類電荷之導體乙相對立時，若甲之電荷量較多，則乙之電荷毫不發現，雖有如無。若除去甲體，則乙體上之電荷又發現，而可顯出其電荷作用，是因乙體之電荷，被甲體之電荷吸引而束縛了。凡乙帶電體之電荷被帶異類電荷之甲帶電體所束縛，而雖有若無時，乙之電荷謂束縛電荷。如起電盤之金屬圓板，置於已發電之火漆上時，由感應作用，金屬板之下面帶有與火漆異類之陽電，上面帶有與同類之陰電，以指觸之則上面之陰電逸去，下面之陽電爲火漆上電荷所束縛不能逸去，而毫不現電荷作用。若將金屬板持開，則其上之束縛陽電荷亦變爲自由電荷，而能呈電荷作用。

【杜而瓶】(Dewar vessel ; Dewar bottle ;Dewar flask)

這是一種欲長期保持物體溫度之裝置，原則上與日常所用的熱水瓶相似。此裝置是於1892年，由低溫實驗者杜而(*Dewar*)所發明，如圖7—105。

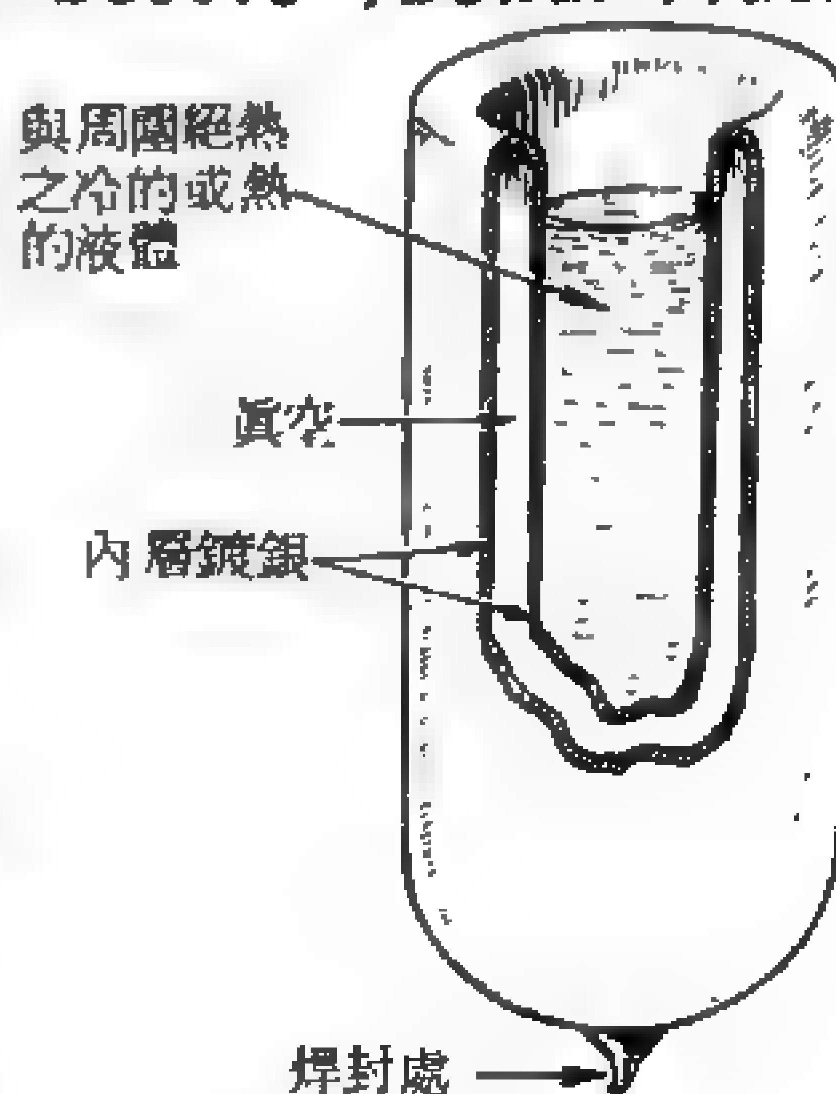


圖7—105

其構造是由一隻具有雙重玻璃壁的器皿所組成。兩壁間抽成眞空，然後密封，以阻止熱量的傳導；更於內層玻璃壁上鍍上一層銀，減低輻射熱的傳遞，並且使用長頸和小截面的構造，可降低傳導作用。

這種裝置，至今仍爲低溫儀器設計的

原理。

【杜馬氏法】(Dumas' method)

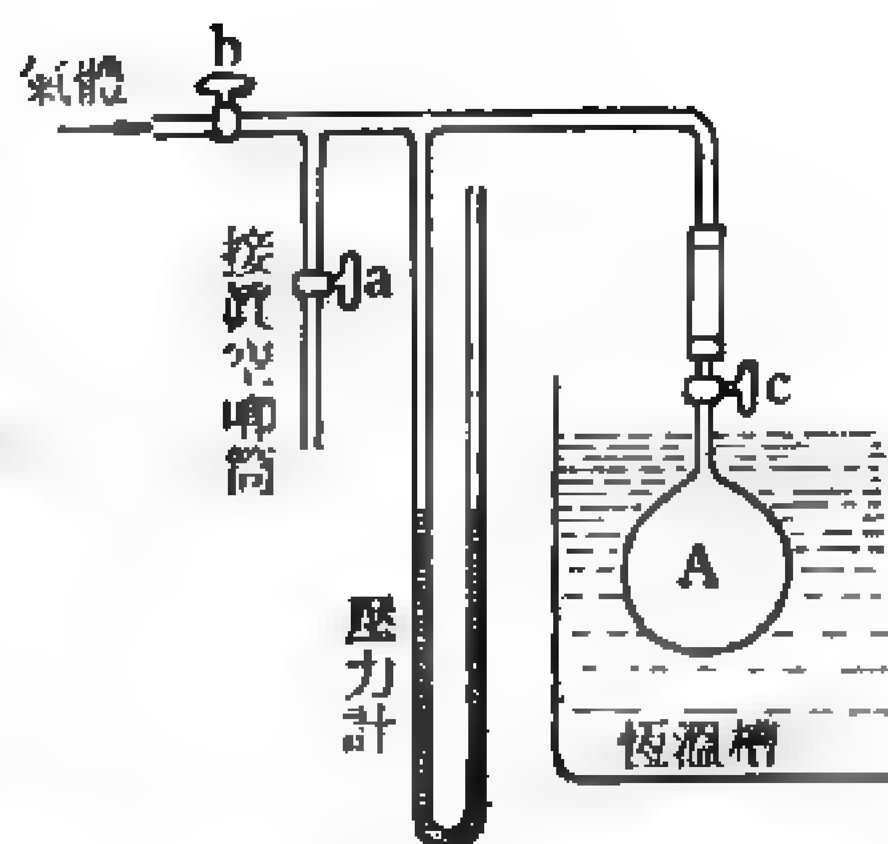


圖 7 — 106

杜馬氏法是測定氣體密度的方法。此法所用裝置如圖 7 — 106 所示。A為容積 100 ～ 200 *c.c.* 之玻璃球稱爲杜馬泡（*Dumas' bulb*），上面有活栓塞，其上面塗上凡士林使完全氣密。先精密稱球A之重量爲W克，後裝入蒸餾水，置於恆溫槽內，以待其溫度達平衡時，關閉活栓。用濾紙吸去上部管中之水，再開活栓，並將球A由恆溫槽取出。擦淨外部，稱其重量爲W'克。設溫度（恆溫槽）爲t°C，水之密度爲ρ_t，球之容積爲V *c.c.*，則

$$V\cdot\rho_t = W' - W + 0.0012\,V$$

$$\therefore \quad V = \frac{W' - W}{\rho_t - 0.0012}$$

但 0.0012 爲空氣 1 *c.c.* 之重量。

將此球連接於眞空喞筒，減壓抽出水份後再放入空氣，如此往復抽出球內之水分至完全乾燥爲止。然後儘量將球內抽成眞空，閉活栓c，並精密稱其重量爲g克。

如圖 7 — 106 所示，將球抽成眞空後，閉a開b使欲測氣體進入球A內，當達至適當壓力時閉b，由壓力計之水銀面差及此時之氣壓得知氣體之壓力。閉c並將球移出恆溫槽，擦乾球外部，精密稱其重量爲G克。則氣體之密度ρ爲

$$\rho = \frac{G - g}{V} \qquad (1)$$

若要得更精密之結果，對於球A因壓力之容積變化須加以補正。又球內部之眞空，若不能抽至 0.1 *mm* 以下時，對於殘留氣體亦要加以補正。

（1）式之ρ爲欲測氣體在溫度t°C，壓力p mm時之密度。若欲得0°C，1氣壓下之密度時（1）式之ρ，須乘以$\frac{(273.1+t)\times 760}{273.1\times p}$。所以

分子量 $$M=\frac{22{,}412\times 760\times(273.1+t)(G-g)}{273.1\times p\times V}$$

$$=\frac{62{,}370(273.1+t)(G-g)}{pV}$$

杜馬氏法亦可用於蒸氣密度之測定。即於球內裝入欲測液體，用唧筒或放於恆溫槽內使蒸發。蒸發後記其溫度及壓力後閉活栓，稱量球之重量，則可得蒸氣密度。

【杜隆、泊替定律】（Dulong-Petit's law）

固體係由N（一摩爾數）個原子（或分子），規則的排列於三度空間而形成的。在通常情形，固體的原子（或分子）不能自由活動，僅能在其平衡位置附近振動。每一個原子（或分子）正像一個在彈力作用下之三度空間的諧和振盪體。就一般言，一個原子（或分子）具有三個自由度，故此系統與振動部分有關的自由度可以$3N$計之。根據能量均分定律，在溫度T時，分配於每一自由度之能量平均爲KT（K爲波玆曼常數，T爲絕對溫度），故一摩爾結晶的總內能U爲$3NKT$，於是一摩爾結晶的熱容量C_V等於$3NK$，此值約等於6卡/摩爾度（氣體常數R的3倍），在常溫時，除了少數例外（例如碳、硼等），其餘固體摩爾結晶的熱容量均約等於此值，此即著名的杜隆、泊替定律。

此定律可用以決定原子量。但在低溫時，其實驗值則遠比理論值爲小，此項差異係指在低溫之情況平均分配於每一個自由度的能量不爲KT。故此定律僅能成立於高溫之情況。在低溫時，杜隆、泊替定律的偏差可以用量子論（例如愛因斯坦學說或德拜學說）說明之。

【材料之形狀與彎曲】（Figure and curvature of material）

對材料加外力使彎曲時，面積雖相同，彎曲法依其截面的形狀而不同。

使材料彎曲時，材料內部卽引起伸長與壓縮，在彎曲方向的厚度愈大，愈不易彎曲。例如，要使用長方形的材料時，使厚的部分放在縱的方向，則比使其在橫方向不易彎曲，如圖 7—107 。採用同樣重量的材料之實心圓棒與空心圓棒比較時空心棒在彎曲方向可有更厚的組成，因此更能防止彎曲。汽車的車體等，都用空心材料，製成輕而強的結構。建築用的鋼材，爲增加其抗彎強度，有種種的截面形狀，如圖 7—108 。

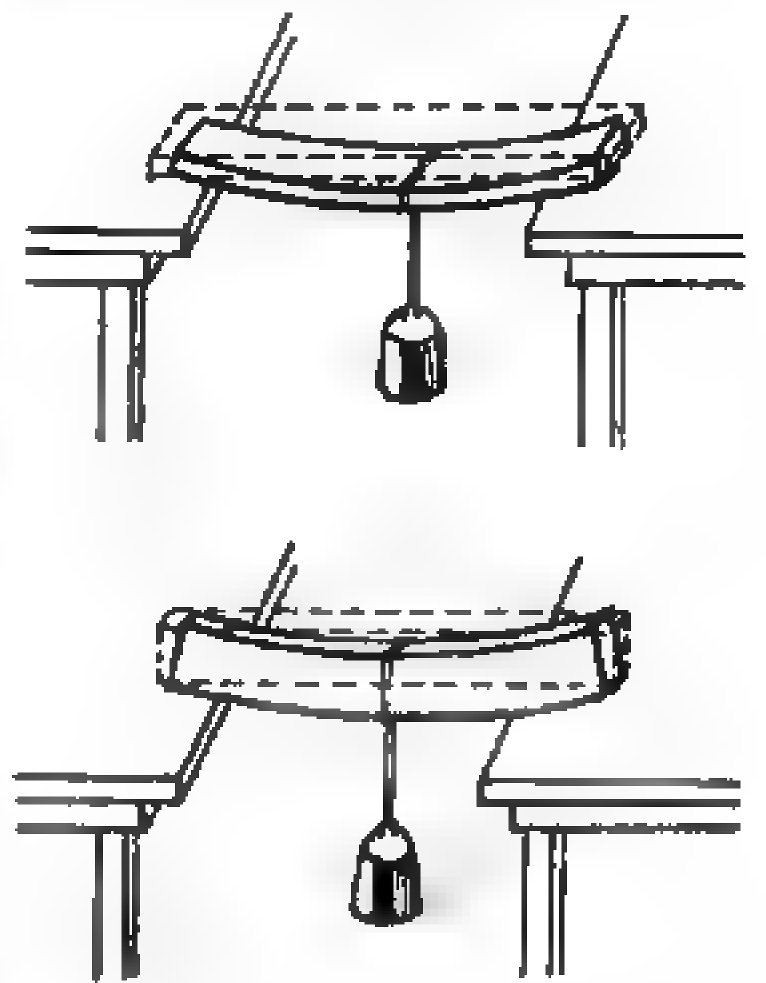


圖 7—107　形狀與彎曲之大小

【材料之組合】（Resultant of material）

材料除其個別的強度（如抗張、抗壓等）之外，依其組合方法，也可作成容易形變（*deformation*）與不容易形變者。

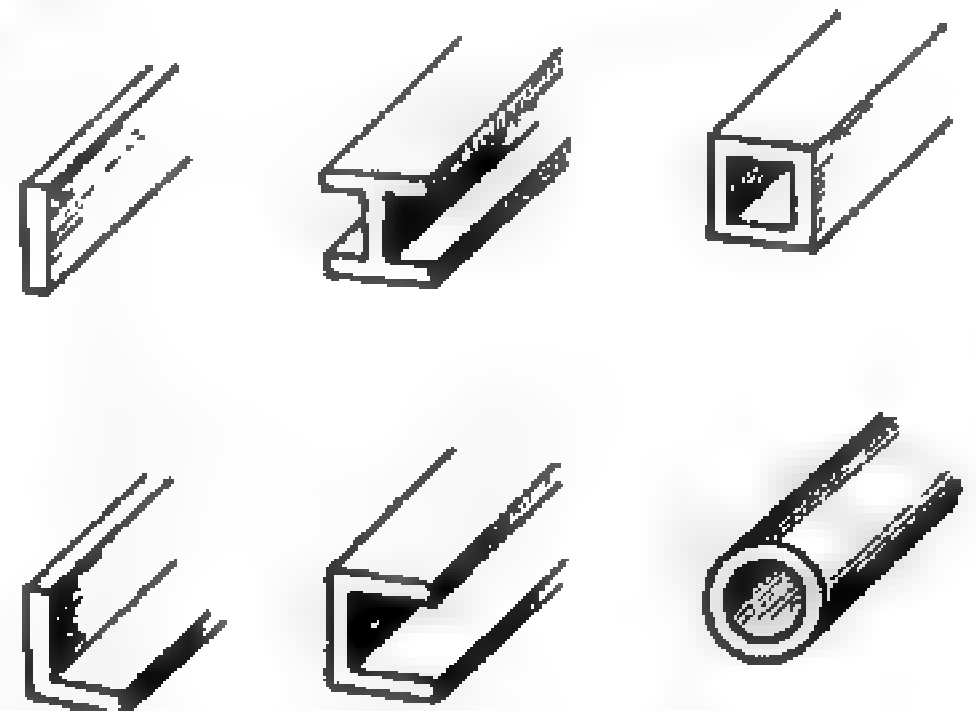


圖 7—108　材料橫截面的形狀

【材料之強度】（Strength of material）

對材料加外力時，有形變或破壞的情形，是依材料的質料或截面的形狀而異。材料的強度有抗張強度、抗彎強度、抗壓強度、抗剪強度等。同一材料時，這些強度與其截面積成比例。

【材料之彈性限度】（Elastic limit of material）

材料如超過這個緊張的範圍，卽被分裂或破壞。若它的彈性係數時常保持恆定，則彈性限度不致達到。

【材料結構之穩定性】（Stability of material's constitution）

根據虎克定律（*Hook's law*），一般的材料結構，其外形的改變量應與所受的外力成正比。外力逐漸增加，外形也逐漸改變。可是在某些情況下，當外力的大小達到一個臨界數值時，結構體的本身就不再遵循正比例的定律而失去它的穩定性。也就是說，外力稍一改變，結構的外形會突如其來的產生巨幅的改變，因而導致整個結構的崩潰。例如我們逐漸加壓於一直立地面的桿子，開始的時候直桿除了逐漸縮短其長度外，肉眼看不出有何顯著的改變。可是一旦所加壓力達到了所謂臨界壓力時，直桿就會突然彎曲而失去它原先的穩定性。

【材料試驗機】（**Material test machine**）

材料試驗機是用以試驗材料的變形，切斷時阻抗大小的測定，或者查材料變形的難易等。材料試驗機有張力（*tension*）、壓縮（*compression*）、彎曲（*bending*）、扭轉（*torsion*）、剪斷（*shearing*）、硬度（*hardness*）、衝擊（*impact*）、潛變（*creep*）、疲乏（*fatigue*）等的各種類。通常能做張力、壓縮、彎曲三種試驗的試驗機稱為萬能材料試驗機。而張力試驗機為其他材料試驗機的基礎，如有張力試驗機的知識，則可應用於其他材料試驗機。材料試驗機可分為力產生裝置、力傳達裝置與力測定裝置等三部分。

【1】力產生裝置

力的產生有機械的方法與利用液壓的兩種方法：

1.機械的方法則利用電動機或手，轉動齒輪而供給外力（圖7—109）。在小範圍內增加負載速度時手動式最簡單且確實。但容量大，以手動搖不動時則使用電動機。使用電動機如要調節負載速度，則在電動機電路加可變電阻器改變電動機本身的轉動速率或在電動機與試驗機間加轉動帶或齒輪等變速裝置。雖然可利用這些變速裝置，但實際上利用電動機的機械方法時，在小範圍內也很難實施負載速度的變化。

2.液壓式則可在大範圍內簡單的改變負載速度，並可適用於大負

載時，或在同時需由一柚機把壓力傳達到多個試驗機時使用。又由閥的調節，可長時間的保持一定壓力。

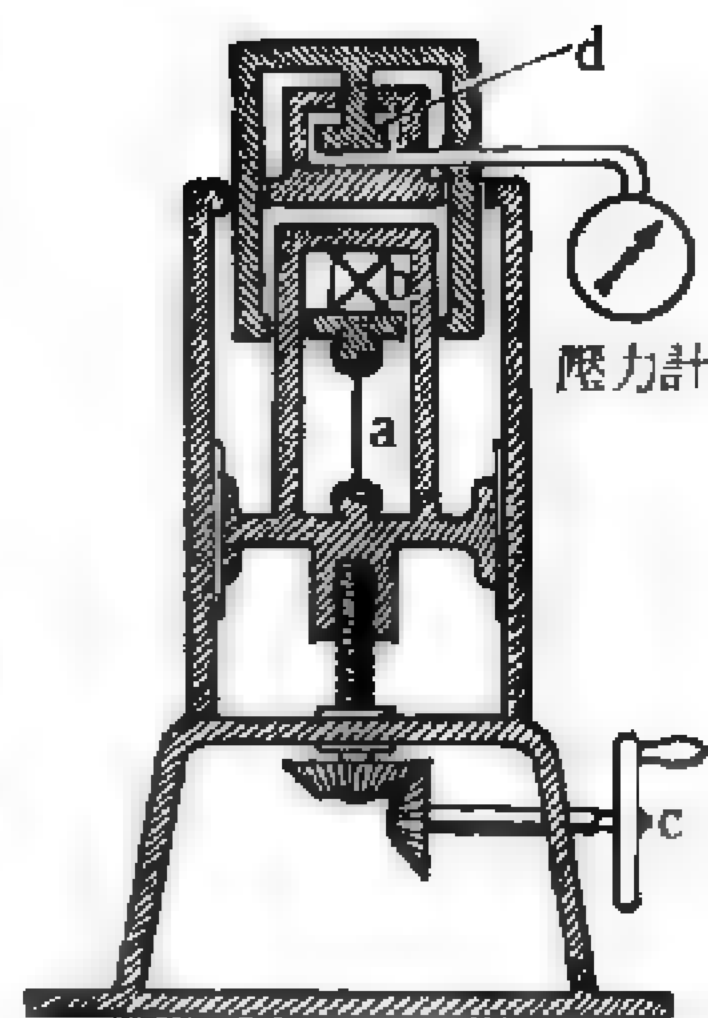


圖7—109

【Ⅱ】力傳達裝置

使機械式或液壓式力產生裝置所產生的力，經試驗片傳達到力測定裝置的部分。此傳達裝置必須適合於各種試驗片的形狀、大小，並必須只有傳達傳過來的力，不可產生多餘的力或吸收傳過來的力。

【Ⅲ】力測定裝置

需要能正確的指示力變化的情形，並有試驗片破斷時也不會發生故障的機構，在普通的試驗機都有裝試驗片破斷時負載的測定裝置。力測定裝置與力產生裝置同樣可分為機械式與液壓式兩類：

1.機械式負載測定裝置也有若干種。使用於小型試驗機的擺型（圖7—110）裝置，則利用加於試驗片的力 f 向下拉 a，把裝重墜 G 的擺 b 由鉛直位置移開。擺 b 的變化，可由分劃板 S 測定它。圖7—111為擺型的另一例子，此型式的分劃板，不裝在擺子處。擺的變化則利用裝在擺上端，與擺成垂直方向的另一臂 c 的變位，轉動指針 d，讀 d 針所指示的分劃板 S 上分度以測定擺的變化。此型式裝置，亦使用於扭轉試驗機，測定扭轉矩。除了擺形測定裝置外，還有天秤型測定裝置，與擺型裝置相反的，此型裝置很難直接讀取任何瞬間變化的負載量（圖7—112）。天秤型必須隨著負載的變化，用手或電氣的方法，另找平衡狀態，因此不適合於負

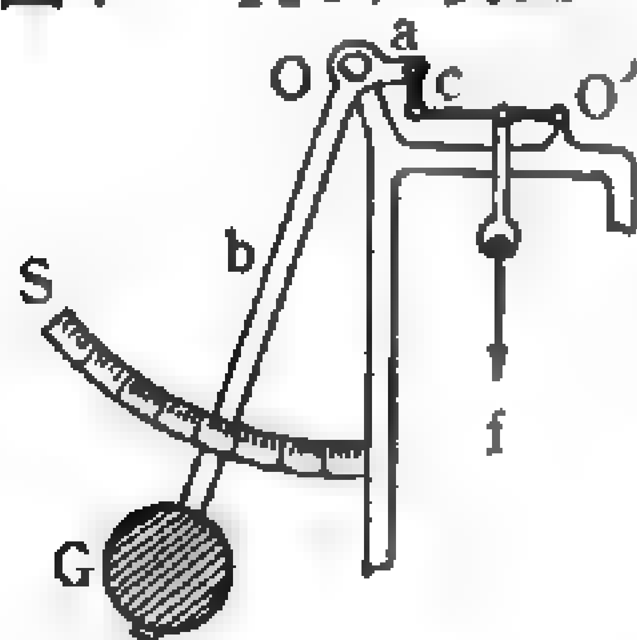


圖7—110

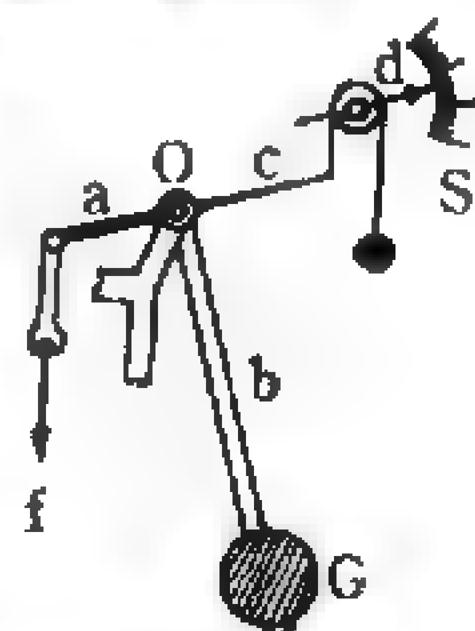


圖7—111

載速度大時測定，但是卻便於階段式負載變化的試驗。機械式測定裝置，特別在擺型裝置，必須加裝材料破斷時所引起衝擊的吸收裝置。

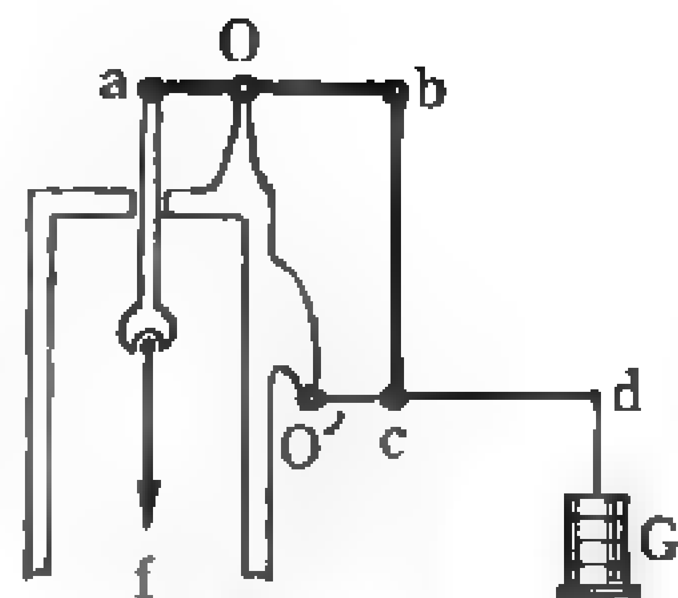


圖 7－112

2 液壓式測定裝置，普通是使用壓力計（*manometer*）。壓力計的正確度爲 1～2% 程度。用壓力計直接測定抽機的壓力方法外，也有利用膜片（*diaphragm*）的方法。圖 7－113 爲其概略圖。在圖的 *e* 內裝滿水或甘油，*a* 爲膜片，*d* 爲壓力計。由負載產生的壓力 *p* 將經過 *b* 壓 *a* 而由壓力計測定它。此型若將溫度變化時則會引起壓力變化，故操作時，須保持恆溫，以求準確之測量值。圖 7－114 爲立式箱（*standing box*）的一例，在鋼製 *c* 箱的中空部分 *a* 內裝滿水銀，有細管 *b*，而測微計 *fg* 與此部分相接裝置，如 *c* 被壓縮，水銀則流到 *b* 中，此時轉動測微計的 *g* 部分縮回小活塞 *d*，使水銀先端退回原來位置。由測微計的讀數與負載的關係測定負載。液壓式測定裝置，除了上述型式外，還有把活塞產生的壓力傳到小補助汽缸，利用擺的變位測定之方式。則在圖 7－111 試驗片處，換爲補助汽缸的活塞之型式，很普遍被使用。此型式也需要加裝吸收衝擊的裝置。

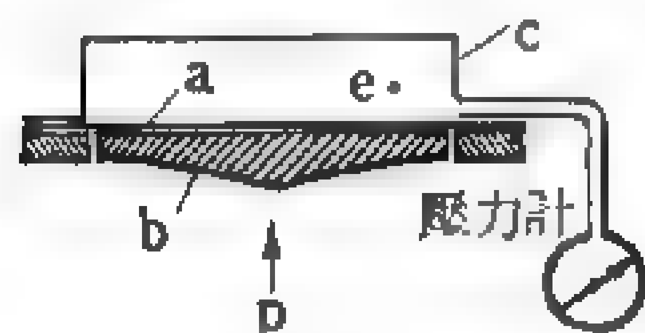


圖 7－113

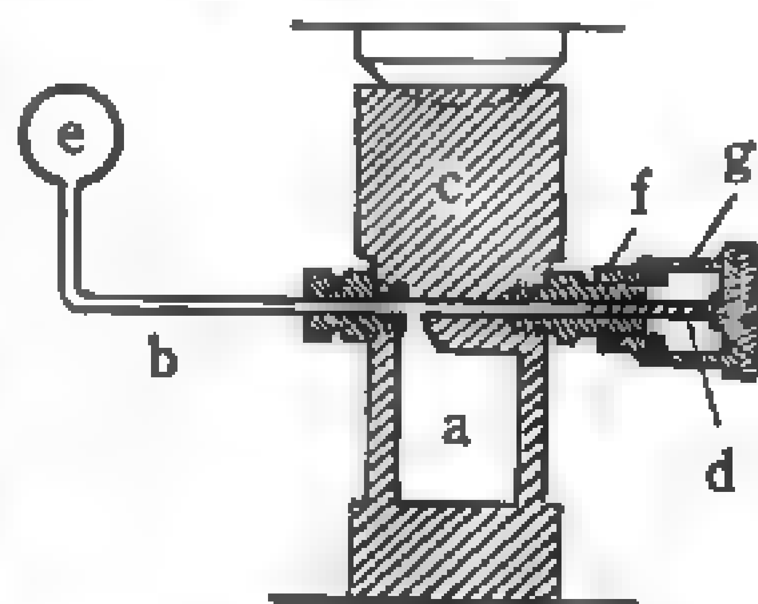


圖 7－114

最大負載表示與自記裝置之試驗片在測定進行中所受最大的負載爲重要的量，但是負載速度大的時候，往往忽略過去。因此有最大負載表示裝置的測定計較爲方便。

(1)最大負載表示裝置，例如在指示板上有兩支指示針，同時移動到測定中最大負載點，然後利用小摩擦的作用，使針停在該點以指示最大

值。

(2)自記裝置則利用連結負載測定裝置的鉛筆在圖筒紙面上做上下方向運動，同時使圖筒隨著試驗片的變形轉動的裝置。所得圖表，縱軸爲負載，橫軸爲變形的自記記錄。不過並不表示正確的負載變形關係，而只表示概略情形。爲了正確測定負載量需負載測定裝置，而變形需測定試驗本身的變形。

【李卜曼】（Gabriel Lippmann 1845—1921）

法國物理學家，1845 年八月十六日生於盧森堡，雙親爲法人。1875 年在巴黎大學文理學院獲博士學位，1882 年任母校數學和物理學教授，1886 年任實驗物理學教授，當選科學院院士。1891 年發明彩色照相術，因而獲得 1908 年的諾貝爾物理學獎。一次大戰期間設計潛艇探測器。1921 年參加法國代表團訪加拿大感謝大戰期間的協助，回程於同年七月十三日在法蘭西號輪船上逝世。

【李文夫克】（Antony van Leeuwenhoek 1632—1723）

1632 年生於荷蘭德福。父親早逝，十六歲退學從商。後來開一家小百貨店，他喜歡研究透鏡和磨製放大實物的透鏡，並把所觀察的事物繪成圖，後經一位朋友建議，把發現報告寄到英國皇家學會報告，一躍而成爲著名學者。他發現水中的微生物和證實哈維血液循環的事實，1723 年，才擺開了顯微鏡，離開人世。

【李氏群及李氏代數】（Lie group and Lie algebra）

一連續群 $\{R(a)\}$ 的元素，$R(a)$ 可用 r 個連續變化的參數 $a_1, a_2, \cdots, a_r$ 表示，即：

$$R(a) \equiv R(a_1, a_2 \cdots, a_r)$$

若 $R(a)$ 爲一元素，$R(b)$ 爲另一元素，則連續作用此兩種變化，即 $R(a) \cdot R(b) = R(c)$ 亦爲一元素，且 c 的參數與 a，b 的參數之間有下列的關係：

$$c_k = \phi_k(a_1, a_2, \cdots a_r; b_1, b_2, \cdots, b_r)$$

若ϕ_k對a_i,b_j有任意階的偏導數，則這群｛R（a）｝稱爲李氏群。簡單的例子如三維空間轉動群O（3），R爲轉動，a_i爲轉動的角度，如以尤拉角（*Euler angle*）表示，則任何連續兩次的轉動，均可以一次轉動表示之，且角度間亦有上式的關係。因此，此群的構造完全由上式決定。

通常我們可藉變換的方法，使任一元素$R(a)$及其附近的元素，變換爲主單位元素$R(a_0)$。設$a_i(\alpha)$爲通過單位元素的曲線，且$a_0=a(0)$，$a(\alpha)a(\beta)=a(\alpha+\beta)$，則這些參數滿足以下方程式：

$$\frac{da_i}{d\alpha} = \sum_{k=1}^{r}\left(\frac{\partial\phi_i(a, b)}{\partial a_k}\right)_{b=a_0} T_k$$

$$T_k = \left(\frac{\partial a_k(\alpha)}{\partial \alpha}\right)_{\alpha=0}$$

T_k可視爲歐氏空間的r維切向量。T_k構成李氏代數，適合線性關係及以下方程式：

$$[T_i, T_j] \equiv T_i T_j - T_j T_i$$

$$[T_i, [T_j, T_k]] + [T_j, [T_k, T_i]] + [T_k, [T_i, T_j]] = 0$$

$$[T_i, T_j] = \sum_k C_{ij}^k T_k$$

式中C_{ij}^k稱爲結構係數，乃是常數。

【李氏模型】（Lee model）

1954年李政道提出一假想的量子場論模型。李氏模型中有三種基本粒子：N、V和θ。N和V是自旋爲$\frac{1}{2}$的費子，θ是自旋爲零的波子，V可以發射（但不能吸收）θ而轉變成N，N可以吸收（但不能發射）θ而轉變成V。這模型與實際的中子、質子和派子有點相似。這是量子場論中極少有的可以完全解出的模型之一，因而深受重視，物理學權

威庖立和海森堡曾對李氏模型作深入的研究。若V的質量超過N和θ質量之和，則V不是穩定的粒子而在靜止時會衰變成N和θ，此時李氏模型可用以檢討共振態的質量和半衰期的定義。

【李支線】(Litz wire)

多條導線組成之絕緣線組，可免除趨膚效應（*skin effect*），使射頻通過遭受較低之阻力。此種線組稱為李支線，亦稱辮線。

【李貝】(Willard Frank Libby 1908－)

美國科學家，1908 年他在科羅拉多州一家農場出世，五年後和家人們一齊遷移到加利福尼亞州舊金山以北一個出產水果的村落中的農場中去。

但是，李貝雖然生長於農場之中，起初卻想成為一個礦冶工程師。他在加利福尼亞大學的第一年時期中，就放棄了這個志願，因為他有兩個同學使他對化學發生了極大的興趣。他轉學化學，1960 年得到諾貝爾化學獎。以發明原子時鐘聞名於世。

【李政道】(Tsung Dao Lee 1926－)

民國十五年十一月廿五日出生於上海。抗戰期間在國立西南聯合大學追隨名物理學家吳大猷博士研究近代物理。三十五年經吳大猷推薦，入芝加哥大學研究所，二十四歲時獲博士學位，在芝大時受費米影響很深。1950 年赴加州大學任研究員，次年轉往哥倫比亞大學，1956 年升正教授。李政道和楊振寧在芝大求學時，就經常在一起討論物理，兩人對基本粒子和統計力學有不朽的貢獻，1956 年夏同到布魯克海文實驗室作短期研究工作，用同一間研究室，發現在弱作用中宇稱性不守恆。同年年底哥倫比亞大學副教授吳健雄女士在華盛頓國家標準局低溫實驗室（因哥大低溫實驗儀器性能不合要求）用鈷 60 做實驗，證實李、楊兩氏的理論（該實驗乃李、楊所提議）。1957 年四月李、楊同獲愛因斯坦物理獎，十月又同獲諾貝爾物理獎，1958 年李、楊、吳三位

同獲普林斯敦大學頒贈榮譽物理博士。李政道是歷史上第二位得諾貝爾獎時最年輕的得獎人。

【每匹馬力重量】(Weight per horsepower)

以額定馬力除發動機自重所得的商數。

【每分轉數】(Rotation per minute ; 簡稱R.P.M.)

物體在每分鐘轉動之總次數。

【每伏歐姆數】(Ohms per volt)

電壓表靈敏度之比例值。

【每秒弧度】(Radians per second)

角速的單位。

【每秒轉速】(Rotation per second ; 簡稱R.P.S.)

物體每秒轉動之總次數。

【每噸百萬瓦日】(Megawatt-day per ton)

用以表示反應器內燃料消耗的單位。就是一公噸核燃料已經輸出了多少百萬瓦日的熱能。

參閱"燃料耗量 (*Burn up of fuel*)"條。

【氙】(Xenon ; Xe)

原子序爲54的氣體化學元素。

【氙閃光放電管】(Xenon discharge tube)

其構造如圖 7－115(*a*)所示，在雙層管內有石英螺線管Q，下端與電極T_2相聯。S爲補助電極捲在Q管壁。在T_1、T_2間略加2,000伏特電壓，則T_1、T_2間弧光放電。其用途爲瞬間光源可重複使用。

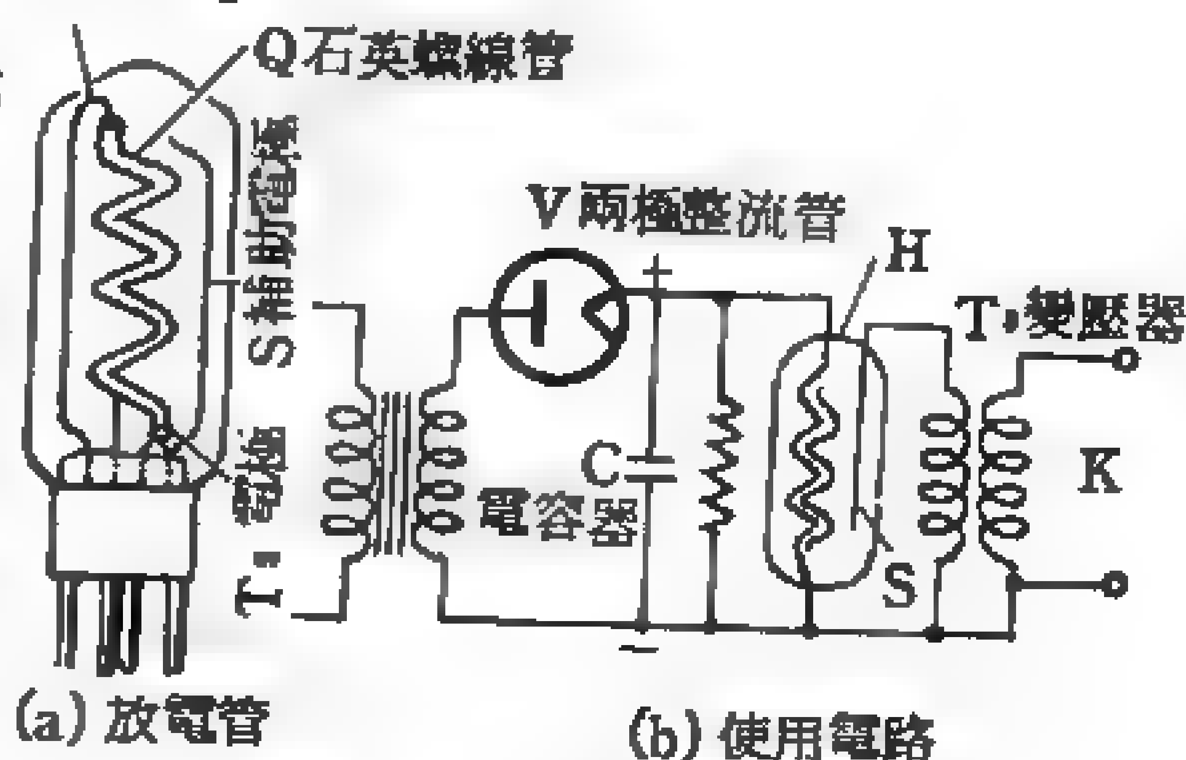


圖 7－115　氙閃光放電管

其原理如圖 7—115(*b*)所示，將信號經變壓器T_3加於電極S，管即將先由整流管等充好電的電容器放電。發光持續時間爲1/1,000秒，是白色光源，與照相機的整步情形比閃光燈泡確實。

【氙燈】(Xenon lamp)

其用途爲高輝度光源、天然色光源、紅外線、紫外線光源、閃光光源、點光源等，可使用於各種目的。其構造即在石英管內封入電極與高壓的氙製成的放電管(如圖 7—116)。在稀有氣體中，氙的原子序大，電離電壓低，而如圖 7—117所示容易產生高能量準位部分的連續光譜，並且因離子的能量小，電極崩潰的情形小，其壽命爲數千小時，略呈完全的天然晝光，色溫度爲6,000°K。

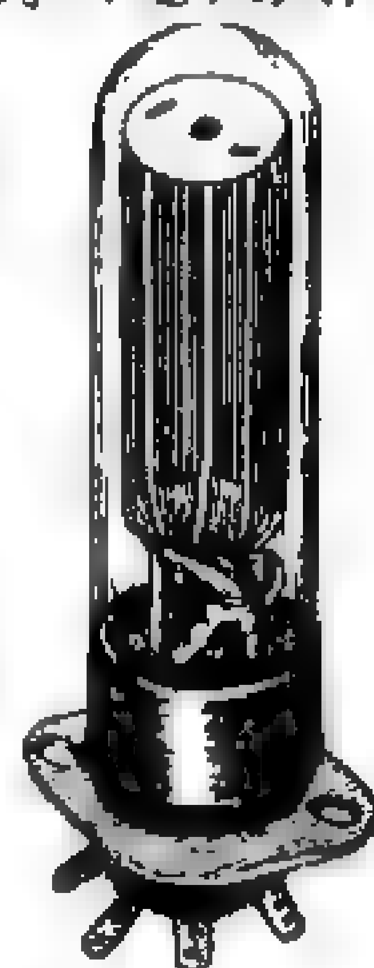


圖 7—116
氙燈

因點燈需高電壓，要使用附屬的始動器、安定器、點燈裝置等。使用時注意事項：

1.因使用高電壓(約 20KV)要小心，特別注意絕緣。

2.因燈泡內有封入高壓氙氣體，小心使用。

3.不要以眼睛直接看直射光

4.燈泡要把陽極(較粗方)爲上方保持鉛直10°以內方向使用(儘量保持鉛直)。

5.固定一端，另一端要使它自由以準備熱膨脹的餘地。

6.因發熱量很大，注意通風，必要時應行強制通風。

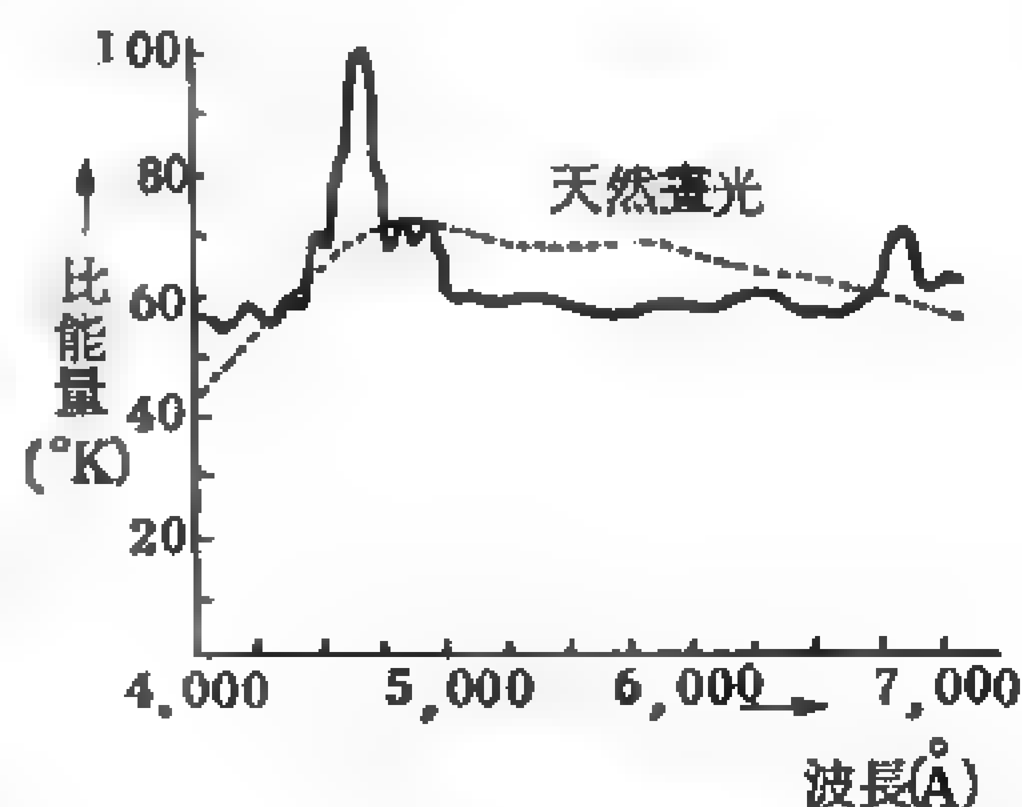
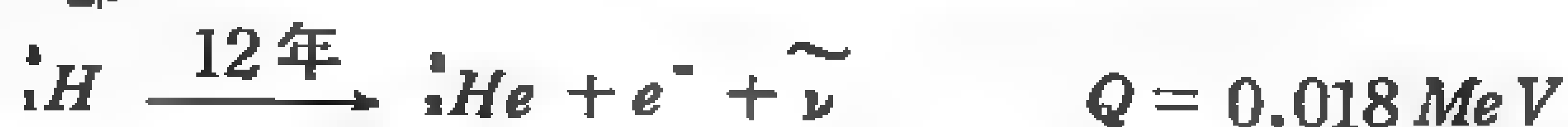


圖 7—117　氙燈光譜能量分佈圖

【氚】(Tritium)

氫的第三種同位素，質量數為3，其原子核含有一個質子和兩個中子。為重氫諸形態之一。氚有放射性，自發衰變為輕氦（^3_2He），半衰期為12年，即



$$^3_1H \xrightarrow{12年} {}^3_2He + e^- + \tilde{\nu} \qquad Q = 0.018\,MeV$$

由此衰變放出的電子，最大能量達 17.9 KeV，反微中子$\tilde{\nu}$的能量可略而不計。氚常用作中子源，將質子、氘或氚以加速器加速後轟擊氚，即生中子，核反應為



$$^1_1H + {}^3_1H \rightarrow {}^3_2He + {}^1_0n \qquad Q = -0.764MeV$$



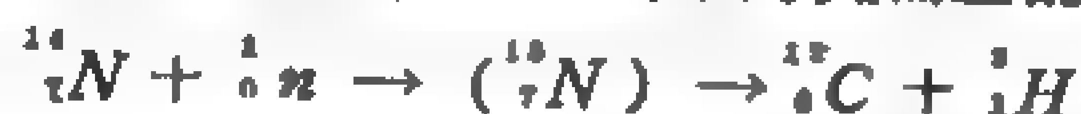
$$^2_1H + {}^3_1H \rightarrow {}^4_2He + {}^1_0n \qquad Q = 17.6MeV$$



$$^3_1H + {}^3_1H \rightarrow {}^4_2He + 2{}^1_0n \qquad Q = 11.3MeV$$

後兩種反應是放熱反應，在低能時即可發生核反應，且放出大量能量，是重要的熱核反應。

氚的原子核稱為氚核（*triton*），其自旋數為1/2。在自然界氚的來源是由宇宙射線中的快中子撞擊空氣中的氮而生的核反應，即



$$^{14}_7N + {}^1_0n \rightarrow ({}^{15}_7N) \rightarrow {}^{12}_6C + {}^3_1H$$

因氚的半衰期甚短，故出現於地面的濃度極微，經測定氚的豐盛度約為10^{18}氫原子中有一個氚原子。

氚的氧化物，氧化氚^3_1H，其化性與通常的水（氧化氫）相似。但由於氚會發射β粒子，故可利用這種物性的差異以區分兩者。

【氚核】（Triton）

氚（^3H）原子的原子核。

參閱"氚（*Tritium*）"條。

【氖】（Neon；Ne）

週期表中第零族的惰性元素，原子序為10。氖為無色、無臭之惰性單原子氣體，其沸點為－245.92°C，熔點－248.6°C，對空氣之比重為0.6964。

氖在空氣中含有0.0012 %，通常由蒸餾液態空氣而得。其用途爲製氖燈、光電管、雷射。液體氖可用以冷卻超導體產生磁場。

【汞】（Mercury；Hg）

週期表中第Ⅱb族元素，原子序爲80。汞爲銀色的液體金屬，不溶於稀酸，溶於濃硝酸及濃硫酸，不溶於水、乙醇及乙醚等溶劑。比重爲13.59，熔點－38.85°C，沸點356.6°C。

汞的主要礦物爲辰砂（*HgS*，*cinnabar*），辰砂在空氣中加石灰共熱，汞即可蒸餾而出。汞用以製電池及其他導電器材、水銀燈泡、氣壓計、溫度計。其合金稱爲汞齊（*amalgam*），用於提取金銀、鑲牙。汞及其化合物有毒性，用於醫藥及殺蟲劑等。

【汞汽整流器】（Mercury vapour rectifier）

汞汽整流器之主要部分爲一玻璃管，管內爲眞空，但含有水銀之蒸氣。管有四極伸出外部，其上二極係用石墨製成是爲陽極。其下二極裝有水銀是爲陰極。此管內之水銀蒸氣有一種特性，就是僅許可電流從陰極流至陽極，不許電流從陽極流至陰極。因其有整流作用，交流經水銀管後，即變爲脈動直流電流。

【汞齊】（Amalgam）

詳閱“汞（*Mercury*；*Hg*）”條。

【汞齊化】（Amalgamate）

水銀與其他物質混合。

【汞齊化鋅棒】（Amalgamation of zinc）

電池內所用之鋅棒，若純粹無夾雜物，則僅於電池閉路時起化學作用，開電路時鋅棒不致被硫酸侵蝕。然而普通鋅棒不甚純，電路開時亦溶解於硫酸中。如在鋅棒表面塗上水銀即可防此弊。先將鋅棒浸入稀硫酸，取出微洗之，再浸入水銀內，取出則見其表面附著若干水銀滴，用布拭之，使水銀均勻敷滿於棒之全表面，即得汞齊化鋅棒。

【汞槽管】(Mercury-pool tubes)

此種老式汞槽管多用在負載較大的電路及工業用整流器中，而現在較新的形式則稱爲水銀整流管（*ignitron*）。可利用伸入汞槽中的點火器（*ignitor*）以觸發此管，使汞槽中的汞成爲汞汽。汞槽本身就是陰極，所以並不需加熱源於汞槽。在實用上，當電流通過點火器，就產生足夠的熱，使汞在點火器的尖端形成陰極斑（*cathode spot*）。電子從熾熱的陰極放射出，使其立刻被離化。點火器承擔的屏極電流可由10～5,000 安培。

【沉積】(Sedimentation)

地殼岩石受氣圈及水圈的交互作用而沉積。其作用包括風化、侵蝕、冲積與同期變化（*diagenesis*），但皆非單獨發生。最初地殼組成火成岩在接觸氣圈、水圈條件下頗不安定，乃因火成岩在高溫高壓下生成，不適於在地表存在。除石英之外其他礦物都要變動，即受氧氣、碳酸氧及水之作用，被侵蝕而變成新的礦物以便適應此一新環境。此新變成的岩石很快的受到侵蝕的機械影響而碎成細粒，再被風、雨、冰輸送至低處或海岸而沉積或溶在水中。在水中經長期沉積受壓力及熱力而變成沉積岩。沉積岩的成分是在砂岩中SiO_2大於90%，礬土中Al_2O_3約70%，鈦鐵礦（*titanite*）中Fe_2O_3高至75%，白雲石中MgO約20%，純石灰岩中CaO達56%。

因地殼活動，沉積岩上升成山嶽、高地，又經風化、侵蝕而再沉積，如此在地球進化史中不知反覆若干次，而構成今日所見的地殼。

【沉積岩】(Sedimentary rock)

參閱"沉積（*Sedimentation*）"條。

【沙井特曲線】(Sargent curves)

即 $\log \lambda = \log k + 5 \log E_{max}$，其中 λ 爲 β 粒子波長，k 爲 β 放射衰變常數，E_{max}爲 β 粒子最大能量。

【沙洲】(Sandbank)

一般地說，淺灘往往出現在江河中下游，在河底或江底水流緩慢的地方或有障礙物的地方，就會出現一堆堆小小的沙堆。這些沙堆隨著水勢的變化成長著、變化著。有時會聯合起來成爲一個比較大的淺灘，這些也在不斷地變化，有時被河水或江水沖得一點也不剩。而有時候，一次洪水帶來了大量的沉積物，淺灘就露了出來，成爲突出在江心的新灘，這就是我們平常所說的“沙洲”。

【沙哈】(Meghand Saha 1893—1956)

1893 年十月六日生於孟加拉達卡附近小村，家貧全靠獎學金入學，1919年獲加爾各答大學博士。1920 年導出沙哈方程式，說明平衡時原子離子及電子的密度分佈，與溫度、壓力及電離常數之關係，是過去50年中研究天文物理最重要工具之一。

【沙哈方程式】(Saha equation)

沙哈方程式即

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = C\frac{T^{\frac{5}{2}}}{P} exp(-U_1/kT)$$

P 的單位是大氣壓，T 是溫度，以克氏（°K）度數表示，U_1 是電離能，k 是波玆曼常數（*Boltzmann constant*），α 是電離度（*degree of ionization*），C 是一個複雜的常數，對每一種不同的氣體必須分別加以計算，例如對氫氣則表爲

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2}P = 3.16\times10^{-7}T^{\frac{5}{2}}\ exp(-U_1/kT)$$

此方程式指出對任何氣體，電離度能以二種變數來表示，那就是壓力和溫度，同時表示電離作用隨溫度增加而增加，隨壓力減低而增加。因此沙哈方程式能應用在熱平衡的均勻系統，而實際上，它是電離作用過程的一種近似情形。例如，在緊接著強震波後面的區域，電離氣體不可能平

衡；但一般來說，高溫及高密度之下，對平衡卻能形成有利的條件。

【沙格雷】（Emilio Gino Segre 1905-）

美國物理學家，1905 年二月一日生於義大利。1922 年入羅馬大學，先習工程，轉習物理，是費米指導的第一位博士研究生，1928 年獲博士學位。被徵在義大利陸軍服役後，1930 年返羅馬大學任助教，繼升副教授，與費米合作研究。1935 年任西西里島首府之巴勒摩(*Palermo*)大學物理學教授，1938 年被墨索里尼所逐，移居美國，在加州大學勞倫斯輻射實驗室研究。1943 年至 1946 年參與曼哈頓計劃，爲一部門之負責人，又與費米合作發展原子彈，1946 年返加州大學任物理學教授。1944 年入籍美國，國家科學院院士。

沙格雷與張伯倫（*O.Chamberlain*)在 1955 年用宇宙級加速器產生及鑑定反質子，認爲是研究宇宙自然的重大成就，因此同獲 1959 年諾貝爾物理學獎。

【沙庫爾、鐵卓方程式】（Sackur-Tetrode equation）

對一包含自由費子的理想氣體其平移的熵爲

$$S_{tr}=R\left[ln\frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 N}V+\frac{5}{2}\right]$$

其中R爲氣體常數，m是分子質量，k是波茲曼常數，T是絕對溫度，h是浦朗克常數，N是亞弗加厥常數，V是分子體積。

【汽】（Vapour）

液體受熱與空氣接觸的表面分子脫離表面，化爲氣體而飛散空中，這種化成的氣體叫做汽。

參閱“汽化（*Vaporization*）”條。

【汽化】（Vaporization）

液體露在空氣中，可因得熱使液體表面分子逐漸飛散空中，這種由液體變爲氣體的現象稱爲汽化，所化成的氣體稱爲汽（*vapour*)。在一

定溫度和壓力下，每單位質量的物質從液體變爲同溫度的汽所需之熱，稱爲汽化熱（*heat of vaporization*）。液體的汽化可分爲緩和的蒸發和急遽的沸騰兩種，在蒸發與沸騰時液體皆需吸熱，在一大氣壓下，各物質的沸點和汽化熱各有一定值。例如水在一大氣壓下每公克的汽化熱爲 539克，但在其他壓力下，水之汽化熱在大小上是有變動的。而蒸發熱卻隨溫度而變，不過和其汽化熱相差不大。

【汽化熱】(Heat of vaporization)

詳閱“汽化（*Vaporization*）”條。

【汽化潛熱】(Latent heat of vaporization)

加熱液體使之沸騰時，自其沸騰之始至全體皆化爲蒸氣之終，無論如何加熱，其溫度恆等於其沸騰點，毫不上升。因氣體較液體分子之距離大，使液體分子分離變爲氣體狀態，對於液體分子之內聚力，須作若干之功（*work*）。且液體變爲氣體時，體積膨脹，則對外部大氣之壓力，亦須作若干之功，故自液體沸騰之始至全體汽化，所加之熱量，悉爲對於分子引力及外部壓力所消費，故溫度毫不上升。凡使一克之液體化爲同溫度氣體所需要之熱量，謂之液體之汽化潛熱，或稱汽化熱。

【汽化器】(Carburetor)

把汽油和正確量的空氣進入汽缸前混合起來的機器叫做汽化器，它是用來調節適量的汽油和空氣混合的。這兩種物質混合量恰到好處時，就很容易爆火。

汽車的油箱裏面貯有汽油和空氣，不過它們並沒有混在一起。汽化器裏的汽油是用來造成火花的，這火花在與空氣混合時才會發生。

【汽抑制】(Vapour suppression)

此爲一安全系統，可與儲水式反應器之結構結合。在此系統中，包圍反應器的空間有管子與外面露天水池相通。萬一發生意外事件，使得反應器內放出洶湧的熱水汽，那麼其能量（壓力）可在水池中放散。未

被凝聚的放射性質點所構成的氣體可由氣泡沖洗淨化。

【汽油機】(Gasoline engine)

汽油機是一種將熱能轉變成機械運動的機器。在這種機器裏，汽油或化石燃料先蒸發成氣體然後進行燃燒。這種情形與蒸汽不同，在蒸汽機裏，燃料是在汽缸外燃燒，而將燃燒所獲得的蒸汽輸入汽缸內。但是在汽油機裏，燃燒是在汽缸中進行。由於這個原因，汽油機也稱爲內燃機。

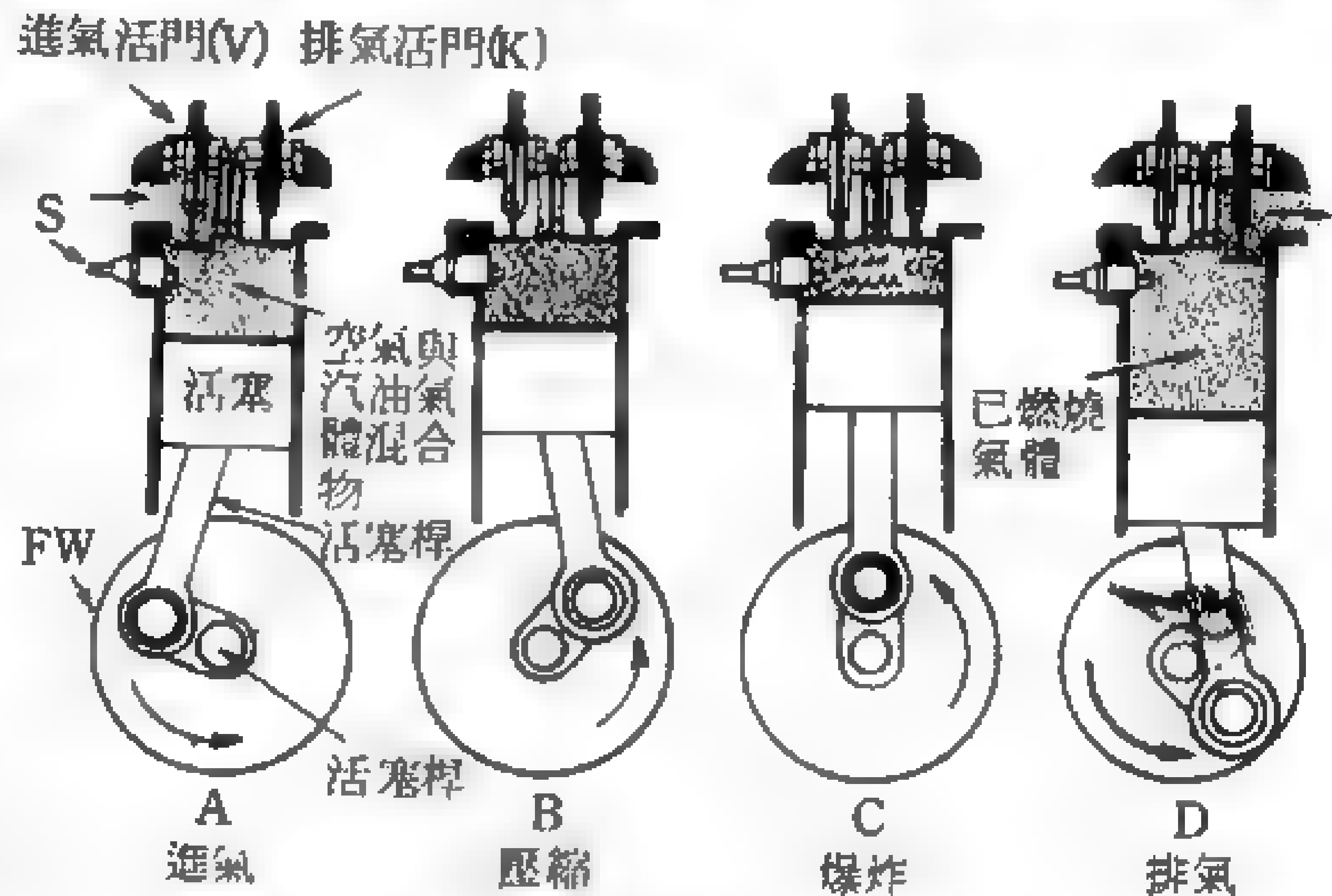


圖7—118 汽油機的四個衝程

簡單說來，汽油機的主要作用如下：先將容易爆炸的空氣和汽油蒸氣混合物注入汽缸內，再從火花塞（*S*）取得電火花加以點燃爆炸。混合氣體爆炸的原因，是汽油燃燒時，會產生水蒸氣與二氧化碳氣體而使體積增大。這些氣體因受汽油的燃燒熱而更膨脹，轉變成非常高的壓力，乃使活塞向汽缸底部移動。

汽油機中所附的飛輪（*FW*），必定跟著活塞一起轉動。這個繼續旋轉中的飛輪先將活塞帶回汽缸的上端，並順便將使用過的氣體由活門（*K*）排出。在飛輪的另一半的轉動中，活塞又向下移動，並通過活門（*V*）帶進新的汽油和空氣。在飛輪完成一周的運動時，氣體又經壓縮而再度引爆。總而言之，從第一個爆炸到下一個爆炸間，活塞共作了四個簡單動作，即下，上，下，上。如圖7—118。

【汽缸】(Cylinder)

汽缸就是一個裝活塞的罐子，所以也叫做活塞罐。活塞桿是與曲柄

軸連在一起的，當活塞桿上下運動時，曲柄軸也就跟著旋轉起來。活塞旋轉曲柄軸，曲柄軸旋轉齒輪，齒輪牽動動力桿，動力桿再接於其他欲使轉動的機器，則此機器便可轉動了。

【汽船聲】(Motor-boating)

一種頻率很低的特殊形式的寄生振盪，相似於汽船的聲音，可能出現在直接放大式的無線電接收機內，也可能出現在業餘裝配的超外差式接收機內。

【汽壓】(Vapour pressure)

和固體或液體呈熱平衡的蒸汽之壓力，稱爲該固體或液體的汽壓（或汽張力）。汽壓爲溫度的函數，隨溫度的上升而增加。汽壓P和溫度T的關係，可用下式近似表示之：

$$\ln P = -\frac{A}{T} + B - C \ln T$$

式中A爲與物質汽化熱有關的常數，B和C爲與氣體及凝縮系（固體、液體）比熱有關的常數，此式稱爲郎肯、杜布禮（*Rankine-Dupre*）汽壓式或涅恩斯特（*Nernst*）公式。由熱力學，P可由氣相和凝縮系的熱力位之和G以 $(\delta G)_{P \cdot T} = 0$

的條件求之。但倘有關於$T = 0$時的常數無法決定，此常數須由統計力學方法求出。

【汽壓常數】(Vapour pressure constant)

如果和固體成平衡的蒸汽可以看做理想氣體，而且可以忽略固體的體積不計的話，克拉泊壤方程式（*Clapeyron's equation*）就可寫

成
$$\frac{dP}{P} = \frac{l_s}{RT^2}\, dT$$

如果再假設汽壓很小的話，就可以利用克希何夫方程式(*Kirchhoff's equation*）。因此

$$l_s = l_0 + \int_0^T c_p'''dT - \int_0^T c_p'dT$$

理想氣體的克分子熱含量可以寫成兩項的和，其中一項爲常數，另外一項爲溫度的函數。因此

$$c_p''' = c_0''' + c_i'''$$

這裏的 c_0''' 對所有的單原子氣體爲 $\frac{5}{2}R$，對除氫之外的所有雙原子氣體則爲 $\frac{7}{2}R$。另外一項 c_i''' 有一個特性就是當 T 趨近於零時亦很快的趨近於零。因此克希何夫方程式可以寫成爲

$$l_s = l_0 + c_0'''T + \int_0^T c_i'''dT - \int_0^T c_p'dT$$

將上式代入克拉泊壤方程式，可得

$$\frac{dP}{P} = \frac{l_0}{RT^2}dT + \frac{c_0'''}{RT}dT + \frac{\int_0^T c_i'''dT}{RT^2}dT - \frac{\int_0^T c_p'dT}{RT^2}dT$$

積分此式最後可得

$$lnP = -\frac{l_0}{RT} + \frac{c_0'''}{R}lnT + \frac{1}{R}\int_0^T \frac{\int_0^T c_i'''dT}{T^2}dT - \frac{1}{R}\int_0^T \frac{\int_0^T c_p'dT}{T^2}dT + i$$

這裏的 i 是積分常數。這個式子並不百分之百正確，但是它用在固體汽壓實驗測量上時極爲正確。因爲這種測量手續的誤差，往往要比導演這個式子時所做的簡化手續所引起的誤差要大。

如果討論中的氣體是單原子的話，c_0''' 爲 $\frac{5}{2}R$，c_i''' 爲0。昇華曲線便成爲

$$lnP = -\frac{l_0}{RT} + \frac{5}{2}lnT - \frac{1}{R}\int_0^T \frac{\int_0^T c_p'dT}{T^2}dT + i$$

將自然對數換成常用對數，並以大氣壓力表示汽壓，則

$$logP = -\frac{l_0}{2.30RT} + \frac{5}{2}logT - \frac{1}{2.30R}\int_0^T \frac{\int_0^T c_p'dT}{T^2}dT + \frac{i}{2.30} - log\ 1,013,600$$

最後兩項我們用 i'表示，即 $i' = \frac{i}{2.30} - \log 1,013,600$，叫做實用汽壓常數。

【沃耳吞】(Ernest Thomas Sinton Walton 1903-)

1903 年十月六日生於北愛爾蘭的伯爾發斯特（*Belfast*），在都柏林三一學院及劍橋大學受教育。1932 年在劍橋大學卡分地西實驗室與柯克勞夫共同設計柯克勞夫、沃耳吞加速器（*Cockcroft-Walton type accelerator*），將質子加速撞擊鋰原子核，產生分裂，得到兩個氦原子核。由於最先擊破原子核，兩人合得1951 年諾貝爾物理學獎。1946 年赴都柏林大學執教。

【狄太銳析物態方程】(Dieterici equation of state)

一種狀態方程式

$$P = \frac{RT}{V-b} e^{-\frac{a}{RTV}}$$

其中P是氣體壓力，T是絕對溫度，V是體積，R是氣體常數，a是氣體分子之間的作用力，b是氣體分子自身之體積。

【狄則耳】(Rudolf Diesel 1851—1913)

德國機械工程師，生於巴黎，雙親爲德國人，在慕尼黑受技術教育。極有興趣設計引擎，效率超過蒸汽機及汽油機，發展以柴油爲燃料的內燃機，1892 年獲得設計專利，1897 年製成並可操作之第一具狄則耳機，又設廠製造這種柴油機。因其設計簡單，燃料經濟，這種柴油機常勝過汽油機，對工業和運輸的效率大增。1913 年狄則耳乘船赴倫敦，不幸途中神秘失蹤，下落不明。

【狄則耳循環】(Diesel cycle)

即定壓循環。

【狄則耳機】(Diesel engine)

詳閱"柴油機(*Diesel engine*)"條。

【狄悅克】(Paul Adrien Maurice Dirac 1902-)

英國理論物理學家，出生於英國布里斯托(*Bristol*)，原在布里斯托大學習工程，後興趣轉到物理而在劍橋大學獲物理學博士學位。1933年31歲時以對量子力學的貢獻榮獲諾貝爾物理學獎(與薛丁格平分)。1925年海森堡(*Heisenberg*)和薛丁格(*Schrödinger*)創立量子力學，狄悅克將相對論引進量子力學，寫下有名的狄悅克方程式，以解釋電子的性質，如電子的自旋為1/2，磁矩為1等。並預測反粒子的存在，1931年被美人安德生(*C.Anderson*，父母是瑞典人，1936年獲諾貝爾獎)在宇宙射線中發現。狄悅克是量子輻射理論的開創者，又與費米分別發現費米、狄悅克統計律，並預測磁子的存在，但迄未發現。他的夫人是物理學家威格納(*E.P.Wigner*，美籍，1963年獲諾貝爾獎)的妹妹。

【狄悅克方程式】(Dirac equation)

$$\left(\sum_{\mu=1}^{4}\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu}+\frac{mc}{\hbar}\right)\varphi=\frac{ie}{\hbar c}\sum_{\mu=1}^{4}\gamma_\mu A_\mu\varphi$$

其中γ_μ為狄悅克算符。

【狄悅克矩陣】(Dirac matrix)

又稱狄悅克算符，用γ_μ($\mu=0, 1, 2, 3$)代表，是滿足$\gamma_\mu\gamma_\nu+\gamma_\nu\gamma_\mu=2g_{\mu\nu}$的矩陣，$g_{\mu\nu}=0$，$\mu\neq\nu$，$g_{00}=1$，$g_{11}=g_{22}=g_{33}=-1$。最常用的表示是

$$\gamma_i=\begin{bmatrix}0 & \sigma_i\\ -\sigma_i & 0\end{bmatrix}\qquad i=1, 2, 3, \cdots$$

$$\gamma_0=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix}$$

σ_i 是庖立自旋算符，即

$$\sigma_1=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix} \qquad \sigma_2=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}$$

$$\sigma_3=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

【狄悅克得耳他函數】（Dirac delta function）

又簡稱得耳他函數，用$\delta(x-x_0)$表示，滿足下式的關係：

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,\delta(x-x_0)\,dx=f(x_0)$$

$f(x)$為任何函數，其重要性質如下：

1. $\delta(x)=0$　若　$x\neq 0$
2. $\int_{-\infty}^{+\infty}\delta(x)\,dx=1$
3. $\delta(x)=\delta(-x)$
4. $x\delta(x)=0$
5. $x\delta'(x)=-\delta(x)$
6. $\delta(ax)=|a|^{-1}\delta(x)$
7. $\delta(f(x))=\sum_i \dfrac{1}{|f'(a_i)|}\delta(x-a_i)$

　　a_i為 $f(x)=0$之根

【狄悅克電子理論】（Dirac electron theory）

由相對論的基本要求，狄悅克得到適合相對論的方程式，稱爲狄悅克波動方程式，或簡稱爲狄悅克方程式。由分析結果知道此方程式是描述自旋爲1/2的粒子，如電子，可是方程式的解卻多一負能量的狀態。因此，狄悅克假設此負能量的解代表電洞。所以電洞是一種粒子，帶有正電，是電子的反粒子，與電子有類似的性質，稱爲正電子。

因爲有正電子的假設，所以狄悅克的電子理論充滿神奇性。他認爲通常所謂的眞空，並非眞正的眞空，而是充滿帶負能量的電子“海”。當所有的負能量狀態都塡滿以後，多餘的電子才具有正能量，才是我們

所看到的電子。當電子從電子"海"被打出來以後，就留下一個電洞，這就是正電子。因此只要有足夠的能量（大於電子質量二倍的能量），就能把電子從負能量的"海"打出來，造成一對電子和正電子。

電子理論預測反粒子的存在之後在實驗中發現正電子，這是狄悅克電子理論的成功。

【狄悅克算符】（Dirac operator）

即狄悅克矩陣。

參閱"狄悅克矩陣（*Dirac matrix*）"條。

【系統】（System）

當分析物理情況時，常將物質的一部分從其外在環境中分開，而將注意力集中於所分開之部分，稱此部分爲系統。在系統之外而能直接影響其行徑之每件事物稱爲"環境"。然後尋求系統與其環境如何相互作用，以決定系統的行徑。例如，球可爲系統，而空氣和地球可爲環境；在自由落下時，尋求空氣和地球如何影響球的運動。再如容器中之氣體可爲系統，移動活塞和本生燈可爲環境，尋求活塞和本生燈之作用將如何影響氣體的行徑。在諸如此類情形中，須選擇其可觀察而合適之量以描述系統的行徑。

【系統之統計描述】（Statistical description of system）

考慮由某系統A，及與此系統受同等限制的系統所成的系集。對系統A做統計的描述包含對上述的系集做機率的陳述。若系統A與系集中的其他系統同處於平衡時，則系統A對於每一附屬於它的物態而言，均有相等的佔有機率。即系統A佔有Ω個附屬物態中的任何一個的機率均相等。反言之，若系統A佔有Ω個物態中的任一個的機率均相等，則此系統在平衡中。若系統A對佔有任一附屬於它的物態之機率不等，則這時系集中的系統不在平衡狀態，隨時間的變化有調整系統的分佈而趨於平衡的動向，直到系統又再度使佔有Ω個物態中的任何一個的機率均相

等爲止。

【系集】(Ensemble)

一熱力系統在某巨觀性質之下，如某一定的分子數目、體積及總能量，仍然存在著許多微觀狀態，如分子之各種不同的動量、位置或能量等。在相等先驗機率假設(*postulate of equal prior probability*)之下，即熱力系統在某一定能量條件下之各微觀狀態的存在機率均相同。此熱力系統的巨觀性質可由一系集之熱力系統的微觀性質的平均統計值描述之，此系集的熱力系統乃代表此熱力系統的各種可能存在的不同微觀狀態。

如此熱力系統的能量爲固定不變，即其狀態爲某微觀狀態的固有能量(在古典統計力學上即能量在E與$E+\Delta E$之間，ΔE爲極小量)，則此系集謂之微觀正則系集(*microcanonic ensemble*)。

若此熱力系統與外界的熱庫有能量之交換時，此系集謂之正則系集(*canonical ensemble*)。其在某微觀狀態的可能率P_i是

$$P_i = c\ exp(-\beta E_i)$$

式中E_i爲第 i 個微觀狀態的能量，(在古典統計力學，第i個狀態可視爲動量在p與$p+\Delta p$，位置在q與$q+\Delta q$之間的能態)c爲歸一化因數(*normalization factor*)，由$\sum_i p_i=1$定之。β與絕對溫度T的關係爲$\beta=1/kT$，k爲波茲曼常數。

如此熱力系統中的分子數目亦與外界有所交換時(能量亦然)，則此系集謂之大正則系集(*grand canonical ensemble*)。其在某微觀狀態(能量E_i，分子數目N)下的可能率爲

$$P_i = c\ exp(\mu N-\beta E_i)$$

式中μ稱爲化學位。

【系集平均值】(Ensemble average)

設有一熱動平衡的孤立物系，它的總能量在E與$E+\Delta E$之間，其

間有 n 種不連續的能階（*energy level*），即

$$E = E_1, E_2, E_3, \cdots\cdots E_n = E + \Delta E$$

並假設在能階 E_i 中具有 Ω_i 個簡併狀態，則物系的統計系集中有 $\sum_{i=1}^{n} \Omega_i$ 個相似物系，由等先設或然率假設可知，在任一時刻物系的能量爲能階 E_i 的或然率爲

$$P_i = \frac{\Omega_i}{\Omega} \qquad \Omega = \sum_{i=1}^{n} \Omega_i$$

所以，$\sum_{i=1}^{n} P_i = 1$。若某一種宏觀物理量 Q，當物系的能量在能階 E_i 時其值爲 Q_i，則其系集平均值爲

$$\langle Q \rangle_E = \sum_{i=1}^{n} P_i Q_i$$

由或然率的理論，我們可以說 $\langle Q \rangle_E$ 與 Q 的時間平均值相等，所以只要計算物理量的系集平均值，即可求得有測量意義的時間平均值。

但若由 E 到 $E + \Delta E$ 的能譜（*energy spectrum*）爲連續的，則如何去計算或然率與系集平均值呢？如圖 7－119所示，將能譜以 δE 爲單位分成很多小部分，δE 遠小於能譜中的各種能量並遠小於 ΔE，若在能量 E 與 $E + \delta E$ 之間所包含的可達狀態的數目（或系集中能量在 E 與 $E + \delta E$ 之間的物系的數目）爲 $\Omega(E)$，設 $\Omega(E)$ 可被寫成

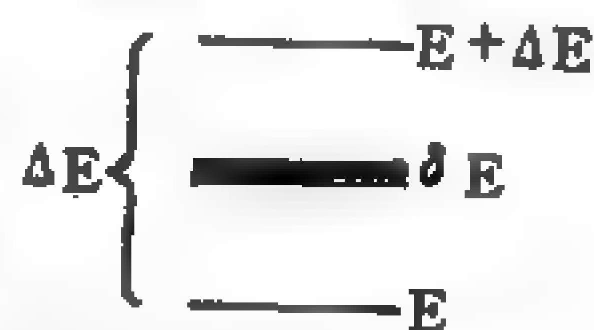


圖 7－119　連續能譜

$$\Omega(E) = \rho(E)\, \delta E$$

則 $\rho(E)$ 爲每單位能階差中所包含的可達狀態的數目，稱爲狀態密度（*density of states*）。故物系的可達狀態的總數（或系集中相似物系的總數目）就成爲

$$\Omega = \int_{E}^{E+\Delta E} \rho(E')\, dE'$$

由等先設或然率假設可知，物系的能量在 E 與 $E + \delta E$ 之間的可能

率為 $$P(E)\delta E = \frac{\Omega(E)}{\Omega} = C\rho(E)\delta E$$

C為一常數等於$\frac{1}{\Omega}$，這裏我們把 $P(E)$當成或然率密度。

因為δE的範圍很小，所以任何宏觀物理量Q及在這範圍內的值可視為差不多相等，以$Q(E)$表示，則Q的系集平均為

$$\langle Q\rangle_E = \frac{1}{\Omega}\int_E^{E+\Delta E} Q(E')\rho(E')\,dE'$$

【肖特基空位】(Schottky vacancies)

在完美的晶體中如缺少一個原子或離子，則所遺留的空位即為肖特基空位。

參閱“肖特基缺陷(*Schottky defect*)”條。

【肖特基缺陷】(Schottky defect)

最簡單的一種晶體缺陷是晶格空位(*lattice vacancy*)，就是晶格中少了一個原子或離子，通常這種情形稱之為肖特基缺陷。

假如一完美的晶體由同數的正離子及負離子所組成，如要產生一正離子空位，一正離子必須從其原先的位置撤至晶格表面，這是離子晶體的特例。在熱平衡狀態下，一號稱完整的晶體多多少少都帶有些晶格空位。通常一個晶座在熱平衡時為空缺的機率為

$$p = e^{-E_\nu/kT}$$

E_ν 為從一個內部晶座撤一個原子到表面去所需的能量。如晶格中全部原子數為N，平衡時的空缺數為n，則

$$n \cong Ne^{-E_\nu/kT}$$

【見像電話】(Image telephone)

通話時可見對話者之像。

【角加速度】(Angular acceleration)

表示角速度$\vec{\omega}$的時變率$d\vec{\omega}/dt$的向量，以$\vec{\alpha}$表之；只有在轉軸方

向不變時，才能將$\vec{\omega}$和$\vec{\alpha}$（即$d\vec{\omega}/dt$）看成純量。

與"力生成加速度"相仿，轉矩（*torque*）使繞一軸自由轉動的物體產生角加速度，而物體對這過程的反抗，則導致轉動慣量（*rotational inertia*）的觀念。即物體所獲角加速度$\vec{\alpha}$與其所受轉矩$\vec{\tau}$成正比（$\vec{\tau}=I\vec{\alpha}$），它們間的比例常數即爲轉動慣量I。應注意的是，上述角加速度、轉矩、轉動慣量均爲就轉軸求得之值。

【角度反射器】（Angular reflector）

電視轉播機的天線設備。

【角度放大率】（Angular magnification）

角度放大率爲像所張之角β與物所張之角α之比率

即

$$M=\frac{\beta}{\alpha} \qquad (1)$$

因像近，角β大於α甚多，故造成感覺上的放大。參閱折射望遠鏡之圖7—96，並設角α與β之值皆很小，則可表爲

$$\alpha\approx \tan\alpha=\frac{a'b'}{f} \qquad \beta\approx\tan\beta=\frac{a'b'}{f'}$$

因由$a'b'$至O'之距離的近似值等於f'，將上二式代入（1）式中得

$$M=\frac{f}{f'}$$

是故欲得一較大之放大率，物鏡之焦距必須甚大，而目鏡者則甚小。

【角移】（Angular displacement）

剛體所轉動之角度名爲其角移。其單位爲弧度（*rad*）或轉數（*round*）。其互換公式如下：

$$弧度化轉數：轉數=\frac{弧度}{2\pi}$$

$$轉數化弧度：弧度=2\pi\cdot轉數$$

【角速度】（Angular velocity）

表示轉動時之角位移時變率的向量，它的大小等於角位移 θ 的時變率 $d\theta/dt$，方向垂直於運動平面，可由右手螺旋依所述物理系統之轉動方向旋轉時的前進方向而定。角速度以每秒若干弧度（ rad/sec ）計或每秒轉（ r.p.s.）表之。1 rad/sec $=\frac{1}{2\pi}$(r.p.s.)，角速度的記號通常是 $\vec{\omega}$ 或 $\vec{\Omega}$。

角速度用於描述一質點相對於任何軸的任何運動，也用於剛體對一固定軸的轉動。若剛體上的一點 p 對該軸上任一點的位置爲 r 如圖 7－120，則 p 點相對於軸上該任意點的速度 $\vec{V}=\vec{\omega}\times\vec{r}$。這式也可做爲 $\vec{\omega}$ 的一種定義。

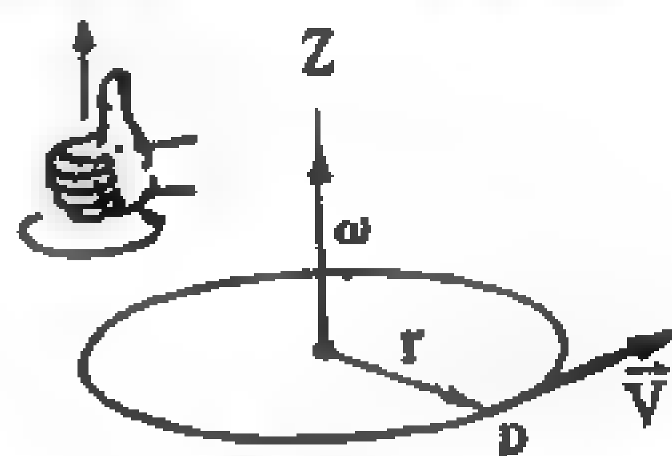


圖 7－120
角速度線速度及位置向量的向量關係

由於 $\vec{\omega}$ 是向量，所以它也依向量加法而合成。例如陀螺繞中心軸轉動，但該軸又向地面傾側，於是合角速度爲轉動角速度和傾側角速度的向量和。

【角動量】（ Angular momentum ）

旋轉物體或系統因旋轉而引起之轉動慣量稱爲角動量。動量爲物體之速度與該物體質量之相乘積，而角動量爲物體循曲線（包括圓及橢圓）運動時所產生角度和質量之乘積。設個體因自轉而產生之角動量，即爲該物體內部各質點繞軸旋轉運動所得角動量之和。

設物體質量爲 m，物體與中心距爲 r，自轉旋轉率爲 ω，則

$$角動量 = m r^2 \omega$$

下面將角動量分爲三種情形來討論：

【 I 】質點的角動量

一質量爲 m 的質點以 $\vec{v}$ 的速度對一參考坐標之原點 O 運動時，其對 O 點之角動量（ $\vec{L}$ ）可被定義爲質點對 O 點之位置向量 $\vec{r}$（圖 7－121）與質點對 O 點之線動量的向量積，即

$$\vec{L}=\vec{r}\times\vec{p} \qquad 或 \qquad \vec{L}=m\vec{r}\times\dot{\vec{r}}$$

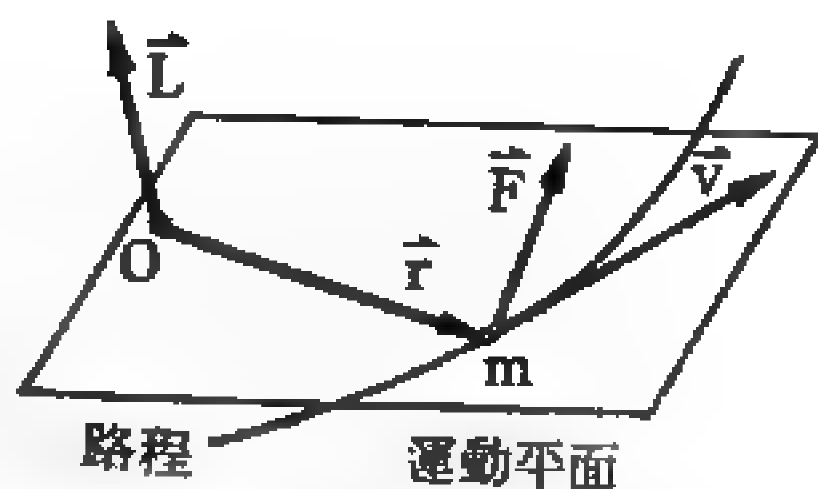


圖 7 —121

若質點作圓周運動，且O點為圓心，因$\vec{r}$與$\vec{v}$垂直，$v=\omega r$，ω 為質點的角速度的大小，故 $L=mrv=mr^2\omega$

因$\vec{L}$的方向與$\vec{\omega}$的方向相同，故上式亦可被寫成如下之向量式 $\vec{L}=mr^2\vec{\omega}$

如果平面運動的軌跡不為圓，而為任意曲線，則我們可將速度向量分解成沿半徑及垂直於半徑的二個分量，即

$$\vec{v}=\vec{v}_r+\vec{v}_\theta$$

因此，質點的角動量可被寫成

$$\vec{L}=m\vec{r}\times(\vec{v}_r+\vec{v}_\theta)=m\vec{r}\times\vec{v}_\theta$$

上式中$\vec{r}$與$\vec{v}_r$平行，故$\vec{r}\times\vec{v}_r=0$。$\vec{v}_\theta$ 用極坐標表示時為

$$\vec{v}_\theta=r\frac{d\theta}{dt}\vec{\hat{\theta}}=r\dot{\theta}\vec{\hat{\theta}}$$

故角動量$\vec{L}$的大小為 $L=mr^2\dot{\theta}$

因角動量為$\vec{r}$與$\vec{p}$之向量積，故其直角分量可由下式求得

$$\vec{L}=\vec{r}\times\vec{p}=\begin{vmatrix}\vec{i} & \vec{j} & \vec{k}\\ x & y & z\\ p_x & p_y & p_z\end{vmatrix}$$

【Ⅱ】質點組的角動量

設有n個質點，其質量為m_1，m_2，…m_n，對任意參考點O之位置向量分別為$\vec{r}_1$，$\vec{r}_2$，…$\vec{r}_n$，速度為$\dot{\vec{r}}_1$，$\dot{\vec{r}}_2$，…$\dot{\vec{r}}_n$，則此羣質點對O點之總角動量為每一質點對O點之角動量的向量和，即

$$\vec{L}=\sum_{i=1}^{n}\vec{L}_i=\sum_{i=1}^{n}\vec{r}_i\times\vec{p}_i=\sum_{i=1}^{n}m_i\vec{r}_i\times\dot{\vec{r}}_i$$

因$\vec{L}$之大小及方向與所選擇之參考點O有關，所以，如果我們對另一參考點O'（或者說另一參考系）定義質點組的角動量，其結果必不等於對

O點的角動量。設O'點對O點之位置向量爲$\vec{R}$，每一質點對O'點之位置向量爲$\vec{r'_1}$，$\vec{r'_2}$，…$\vec{r'_n}$，速度爲$\dot{\vec{r'_1}}$，$\dot{\vec{r'_2}}$，…$\dot{\vec{r'_n}}$，則第i質點有如下的關係：　$\vec{r_i}=\vec{r'_i}+\vec{R}$　　$\dot{\vec{r_i}}=\dot{\vec{r'_i}}+\dot{\vec{R}}$

$\dot{\vec{R}}$爲O'點對O點之速度。故質點組對O點的角動量可被寫成：

$$\vec{L}=\sum_{i=1}^{n} m_i(\vec{r'_i}+\vec{R})\times(\dot{\vec{r'_i}}+\dot{\vec{R}})$$

將括弧展開後得

$$\vec{L}=M\vec{R}\times\dot{\vec{R}}+\vec{R}\times\sum_{i=1}^{n} m_i\dot{\vec{r'_i}}-\dot{\vec{R}}\times\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r'_i}+\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r'_i}\times\dot{\vec{r'_i}}$$

上式中$M=\sum_{i=1}^{n} m_i$ 爲此系統之總質量，最後一項爲質點組對O'點的總角動量。假設O'點爲質點組的質量中心C，令$\vec{R}$爲$\vec{R_C}$，則因對質心坐標

$$\sum_{i=1}^{n} m_i\dot{\vec{r'_i}}=0 \quad 及 \quad \sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r'_i}=0$$

故
$$\vec{L}=M\vec{R_C}\times\dot{\vec{R_C}}+\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r'_i}\times\dot{\vec{r'_i}}=M\vec{R_C}\times\dot{\vec{R_C}}+\vec{L_C}$$

上式中$M\vec{R_C}\times\dot{\vec{R_C}}$ 相當於一質量爲M之質點在質量中心C處以$\dot{\vec{R_C}}$速度對O點運動之角動量，而$\vec{L_C}(=\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r'_i}\times\dot{\vec{r'_i}})$則爲質點組對質心$C$的總角動量。因此，一質點組對任意參考點的總角動量可被寫成兩部分之和：一部分爲質點組對質量中心的總角動量，另一部分爲假想系統之總質量集中在質量中心時以質量中心之速度運動時的角動量。

【Ⅲ】剛體的角動量

角動量$\vec{L}$是描述一物體轉動狀態的最主要的運動量。由其定義知角動量除了和它的速度或角速度有關外，還要決定於它的徑向向量或轉動軸的位置。

如圖 7 — 122中，假設剛體上各點都以同樣的角速度繞著Z軸旋轉。O爲慣性坐標系的原點，由此可繪出剛體內任一點A_i 的徑向向量$\vec{r_i}$

。依 $\vec{v}=\dot{\vec{r}}=\vec{\omega}\times\vec{r}$ 式，A_i 的線速度為

$$\vec{v_i}=\vec{\omega}\times\vec{r_i}=\omega(\vec{k}\times\vec{r_i})$$

（因各質點的角速度都相等，故用 $\vec{\omega}$ 而不用 $\vec{\omega_i}$。）而角動量為

$$\vec{L_i}=\vec{r_i}\times\vec{p_i}=m_i\vec{r_i}\times\vec{v_i}$$

落在 $\vec{r_i}$ 和 Z 軸所構成的平面上，且和 Z 軸夾 $\frac{\pi}{2}-\theta_i$ 的角（見圖 7－122）。又式中的 $\vec{r_i}$ 和 $\vec{v_i}$ 是互相垂直的，故 $\vec{L_i}$ 的大小等於 $m_i\,\vec{r_i}\,\vec{v_i}$，而其在 Z 軸上的分量為

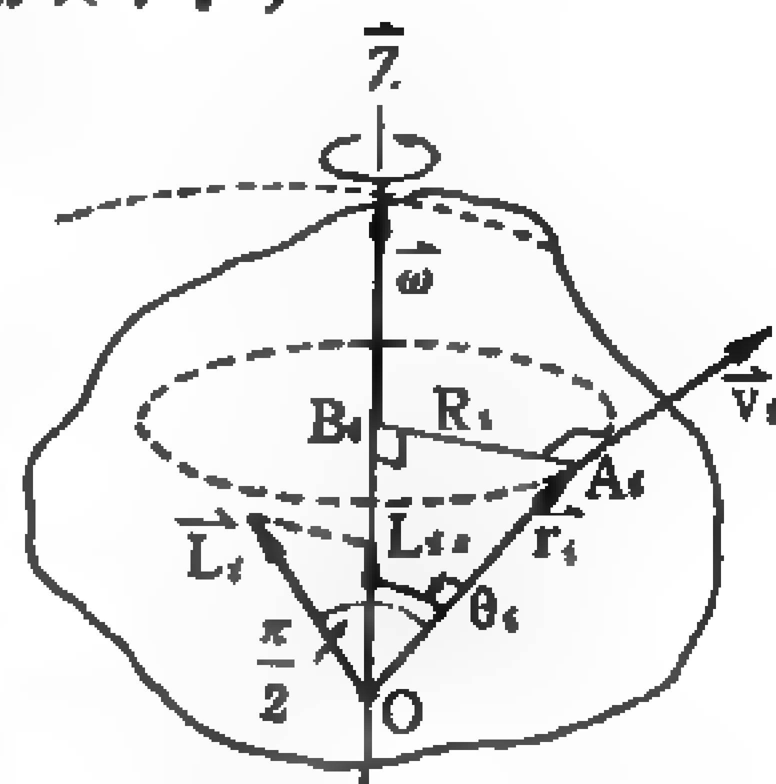


圖 7－122
轉動剛體的角動量

$$L_{iz}=m_ir_iv_i\cos\left(\frac{\pi}{2}-\theta_i\right)=m_i(r_i\sin\theta_i)(\omega r_i\sin\theta_i)$$

$$=m_iR_i^2\omega$$

其中 R_i 係 A_i 到 Z 軸的垂直距離。整個剛體的總角動量在轉動軸（ Z 軸）上的分量為

$$L_z=\sum_i L_{iz}=\sum_i m_iR_i^2\omega$$

或寫成 $$L_z=I\omega$$

其中 $$I=\Sigma m_iR_i^2$$

稱為剛體對轉動軸 Z 的慣性矩（*moment of inertia*）。

【角動量之量子化】（Quantization of angular momentum）

具有一個電子的原子，若要使其能階符合觀測所得的結果，只要假設電子的角動量為量子化，且只能有下式

$$L=n\hbar \qquad (1)$$

所表之值就可。上式係由波爾（*Bohr*）應用圓形軌道，以及一古典方法描述的運動所導出的關係式，這一關係式並不完全正確，當應用量子力學的正確理論以求一電子的軌道角動量的容許值時，發現其值為

$$L=\sqrt{l\ (\ l+1\ )}\hbar \qquad (2)$$

式中 l = 0,1,2,3……為一正整數。當 l 很大時，式（2）卽與式（1）一致，這是因爲在此情形下，1與 l 比較，可以將1略計而寫爲 $L \simeq l\hbar$ 之故。

在古典力學中，若已知行星軌道的能量，則軌道的形狀將依照質點的角動量而變，在量子力學中亦有相同的結果。因此，由 n 值所定的每一能階，與由 l 值所定的數個電子角動量狀態（*angular momentum states*）相關連。與每一 n 值相關的 l 值爲

$$l = 0,1,2\cdots\cdots,(n-1)\ (\ n\text{個值})$$

角動量狀態以表所示之字母標示。

角動量狀態表

l	0	1	2	3	4
符號	*s*	*p*	*d*	*f*	*g*
$g=2l+1$	1	3	5	7	9

除軌道角動量的大小量子化以外，尙有角動量 $\vec{L}$ 相對於一已知軸之方位，是被限制在某些特定的方向上，這個結果稱爲空間量子化（*space quantization*）。

令已知軸爲 Z（圖7—123），則得 $\vec{L}$ 的 Z 分量之容許値爲

$$L_z = m_l\hbar$$

式中 m_l 爲一正整數或一負整數，其値爲

$$m_l = 0,\pm1,\pm2\cdots\cdots\pm(l-1),\pm l$$

因爲 L_z 不能大於 $|\vec{L}|$，m_l 的上限値必然爲 $\pm l$。當 $l=0$（s 狀態）時，僅 $m_l=0$ 爲可能。$l=1$（p 狀態）時，可得 $m_l=0$，±1。一般說來，對任何 l 的値而言，m_l 有 $g=(2l+1)$ 的可能的値；每一 m_l 的値，提供 $\vec{L}$ 之一可能方位。表中列出幾種不同角動量狀態的 g 値。圖7—124中所指出者，爲 $l=1$ 時，$\vec{L}$ 的三個可能方位。

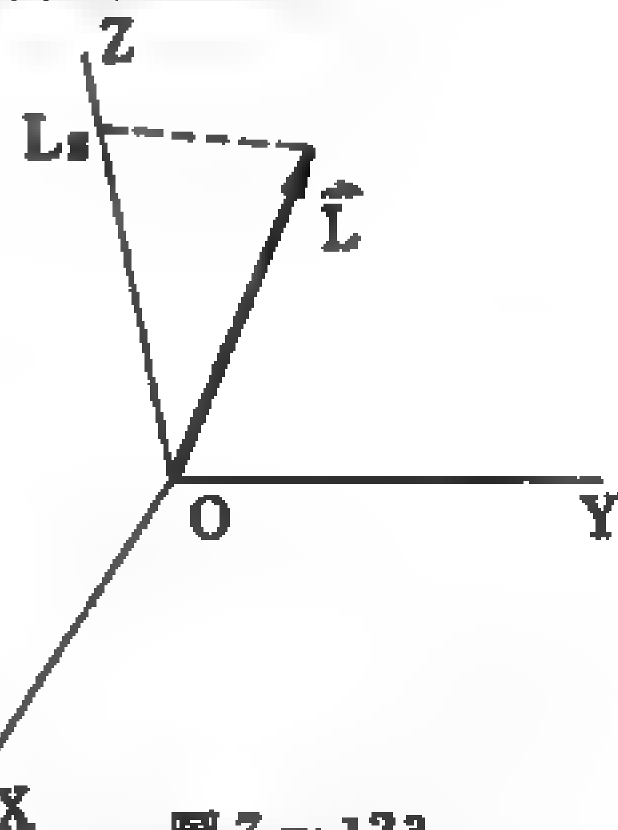


圖7—123
軌道角動量 $\vec{L}$ 以及它沿Z軸的分量 L_z。

參閱"則曼效應（*Zeeman effect*）"條。

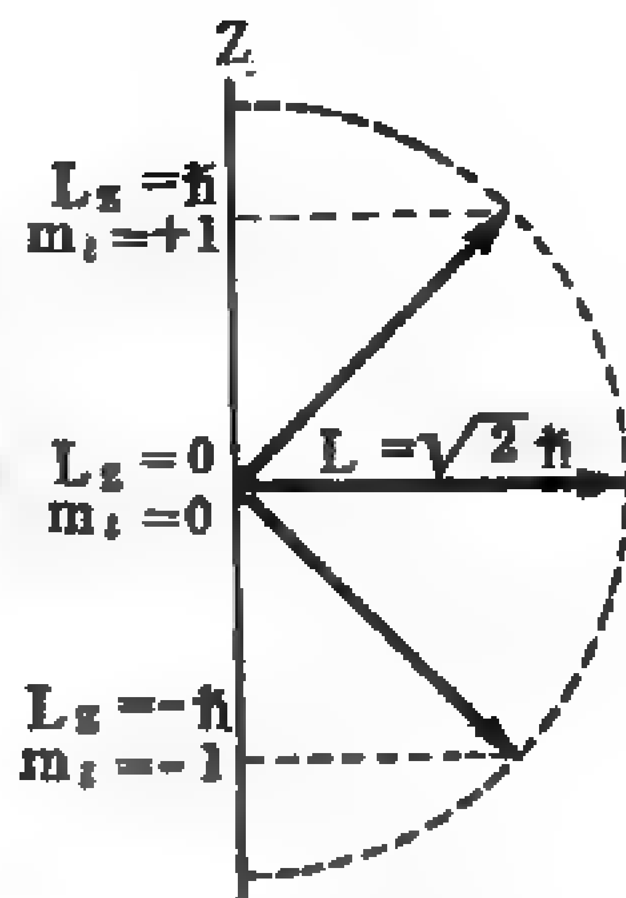


圖7—124
對應於$l=1$及$L=\sqrt{2}\hbar$之角動量的可能方位

【角動量不滅定律】（Law of conservation of angular momentum）

質點組對慣性參考系某定點之總角動量之時變率，等於作用於此系上之外轉矩，即

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\vec{\tau}_{ext}$$

當$\vec{\tau}_{ext}=0$時，則 $\frac{d\vec{L}}{dt}=\frac{d}{dt}\sum_{i=0}^{n}\vec{L}_i=0$

積分得 $\vec{L}=\sum_{i=1}^{n}\vec{L}_i=$常量　　（1）

由此結果得知：若作用於某系統之合外轉矩為零時，該系統之總角動量為一不隨時間改變的常量。這就是角動量不滅定律，或稱角動量守恆律。

在一n個質點的系統中，對某點的總角動量$\vec{L}$是$\vec{L}=\vec{L}_1+\vec{L}_2+\cdots+\vec{L}_n$，當作用於此系之合外轉矩為零時

$$\vec{L}=\text{常數}=\vec{L}_0 \qquad (2)$$

其中$\vec{L}_0$是一定的總角動量向量。各質點的角動量可以改變，但其和則在無外轉矩時為定值$\vec{L}_0$。

角動量為向量，故式（2）相當於三個無向量方程式，各對應於過參考點之每一坐標方向，因此角動量之不滅使受作用之系統獲得三個運動條件。

對某個定於慣性系轉軸（如Z軸）旋轉之剛體質點系，則

$$L_z=I\omega$$

式中L_z是角動量沿轉軸之分量，I為對同一軸之轉動慣量，I之值亦可由重行排列質點而改變，若無外轉矩作用，則L_z必保持不變，又若I改變，則ω將隨之改變補償，角動量不滅定律可表為

$$I\omega = I_0\omega_0 = 常數 \qquad (3)$$

上式（3）不僅對繞定軸轉動時成立，且對過質心而移動時恆得平行的軸亦適用。

走鋼絲、跳水表演、芭蕾舞、溜冰都常應用這原理。因 I 與各部分和轉軸間距離平方有關，故伸收四肢可使 I 產生極大變化，同時 ω 亦隨之變化，惟 L 值始終保持不變。由實驗的結果發現，可將上述的結論推廣到牛頓力學不能適用的場合。例如，在討論原子及核子物理學雖然不能用牛頓力學，而須用量子力學，但是，一隔離系統的總角動量仍然守恆。當原子核發生貝他衰變時放出的電子及微子都具有角動量（即自旋角動量，*spin angular momentum*）。這時不論原子核內基本粒子間的交互作用爲何，不論內力是否爲滿足牛頓第三定律的聯心力，此系統之角動量永遠守恆。故衰變後原子核之角動量的改變量（增加或減少）必等於放出之電子及微子的角動量之總和。又如當一原子、分子或原子核放出光子（即電磁波）時，其角動量之改變量也等於電磁波帶走的角動量。

【角動量量子數】(Angular momentum quantum number)

在量子力學中，總角動量在 x,y,z 方向分量的算符 J_x, J_y, J_z 必須滿足下列對易關係：

$$J_x J_y - J_y J_x = i\hbar J_z$$
$$J_y J_z - J_z J_y = i\hbar J_x$$
$$J_z J_x - J_x J_z = i\hbar J_y$$

式中 $\hbar$ 稱爲“狄悅克 $\hbar$”，$i=\sqrt{-1}$，算符 $\vec{J^2}$ 與 J_x, J_y, J_z 可對易，J 爲總角動量。同樣的關係存在於自旋角動量 $\vec{S}$，S_x, S_y, S_z，與軌道角動量 L，L_x, L_y, L_z 中。這些對易關係式中，J^2、L^2 或 S^2 只能有 $I(I+1)\hbar^2$ 形式的本徵值（*proper value*），I 可以是整數或者是奇數的半整數。同時 J_z, L_z, S_z 也僅能有 $M\hbar$ 的形式，M 爲 $-I$，－

$I+1$ ，…，$I-1$，I 中之任一值。處理總角動量 J 時，I 通常以 j 表示，稱爲總角動量量子數，則 M 以 m_j 表示，稱爲總磁量子數。如爲軌道角動量時，則 I 以 l 表示，稱爲軌道角動量量子數，或直接稱爲角量子數。M 以 m_l 表示，稱爲磁量子數。

【角量子數】（Azimuthal quantum number）

1913 年，丹麥物理學家波爾（*Bohr*），根據拉塞福（*Rutherford*）的原子模型及浦朗克的黑體輻射量子理論，提出劃時代的原子理論，即所謂波爾模型。他的理論打破古典理論，對氫原子光譜的實驗結果極爲相符。在波爾的假設中，他認爲電子必須在特定的軌道上運行，在這軌道上運行的電子，其角動量必爲 $\hbar$ 的整數倍，即

$$\vec{r}\times\vec{p}=n\hbar$$

n 爲正整數，稱爲量子數；這就是有名的波爾量子化條件。1916 年威爾遜（*Wilson*）及左末菲（*Sommerfeld*）對波爾模型加以修正，提出另一個量子化規則。認爲坐標爲時間的週期函數的物理系統，其量子化條件爲

$$\oint p_q d_q = n_q h \qquad (1)$$

式中 q 爲坐標，p_q 爲在此坐標時所對應的動量，n_q 爲正整數，稱爲量子數。$\oint$ 表示對此坐標一週期的積分。如果所選取的坐標爲極坐標（*polar coordinates*），而電子的軌道是圓形，則所需要考慮的，只有 ϕ 方向的運動。因此，式（1）可寫爲

$$\oint p_\phi d\phi = n_\phi h \qquad (2)$$

即

$$L\oint d\phi = n_\phi h$$

所以

$$L = n_\phi \hbar \qquad (3)$$

當然式（3）中的 n_ϕ 也是正整數。如果軌道的半徑也作週期性的變化，則電子運動的軌道將成爲橢圓形，量子化條件即變爲

$$\oint p_\phi d\phi = n_\phi h$$

$$\oint p_r dr = n\ \ h \qquad (4)$$

式（2）及（3）中的n_ϕ稱之爲角量子數或方位角量子數；式（4）中的n_r爲徑量子數（*radial quantum number*）。n_ϕ及n_r的值都是正整數，但n_ϕ的值不能爲零；所以

$$n_\phi = 1, 2, 3, \cdots$$

$$n_r = 0, 1, 2, \cdots$$

同時 $$n = n_\phi + n_r$$

n爲主量子數，通常k代替n_ϕ以表示角量子數，對應於

$$n = 1, 2, 3, \cdots$$

k的可能值爲 $$k = 1, 2, 3, \cdots, n$$

【角運動】（Angular motion）

物體繞固定軸運動時，以其對定線角方向之改變計量，稱爲角運動。

【角頻率】（Angular frequency）

角頻率即2π秒內所生振盪的次數。假若某一振盪的週期爲T，則頻率f即1秒內的振盪次數$f=\dfrac{1}{T}$，其角頻率則爲$\omega = 2\pi f = \dfrac{2\pi}{T}$。

利用2π秒內（而不是1秒內）的振盪次數之所以方便，是因爲在交流感抗或容抗的諧波振盪時，表示電壓和電流變化規律的公式中以及在其他許多情況下，振盪頻率f常常是與因子2π連寫在一起。例如交流感抗或容抗就分別地表示爲$2\pi fL$或$\dfrac{1}{2\pi fC}$。

【角錐之誤差】（Pyramid's error）

在圖7—125(a)中平面ABC與OA垂直，再畫AP垂直BC於P點。若連接OP，則角AOP爲角錐的誤差測定值。

欲測定此可能的誤差，可用測角計（但在物鏡中具有一柵格標尺如圖7—125(b)）。望遠鏡朝向AB面再朝向AC，稜鏡臺之水

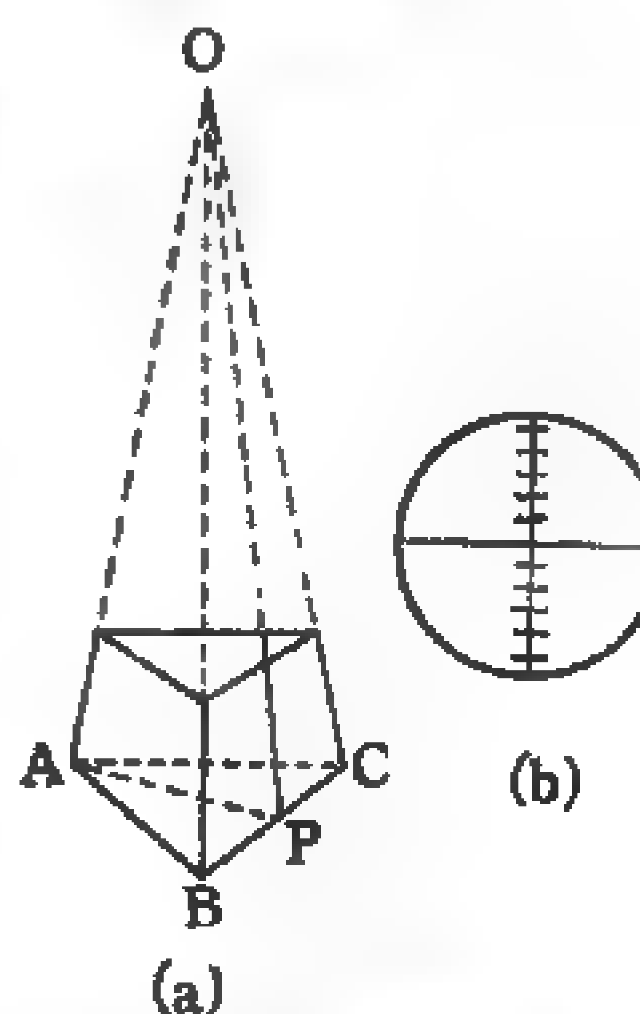


圖7—125 稜鏡之角錐誤差

平螺絲與在垂直平面上望遠鏡之傾斜一齊調節至水平柵格之後一反射物像落在眞正水平線上。當此調節生效後稜鏡之 OA 邊必須垂直於該望遠鏡之光軸。

今若望遠鏡朝向 BC 面，後一反射之水平線物像的位移，可在垂直角規尺上測得，此位移將等於 AOP 角之二倍。

【角鏡】（Angular mirror）

兩平鏡之邊緣置於一處，彼此相併接觸，即成爲角鏡。可以在兩鏡的每一鏡看見另一鏡的物像，亦可看見由其他鏡反映的一概景物的物像。

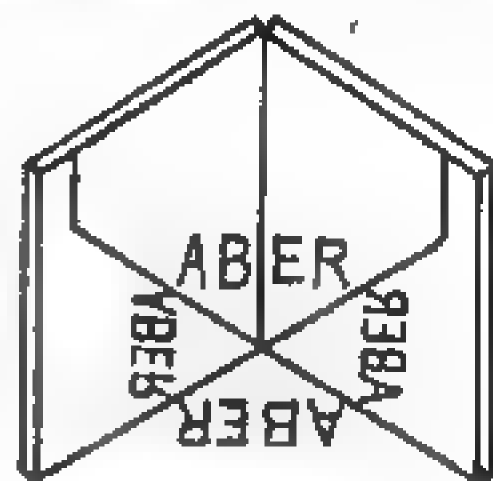


圖 7 — 126

如圖 7 — 126所示，用正楷字母寫成的一字ABER倒轉置於角鏡的後面，那麼首先可看見左右兩邊ABER的鏡中字體，在左邊鏡中是字尾在前頭，而在右邊鏡中則是字首。在中間可以在反映的鏡看出其中反映兩鏡中的字體。其原理乃是：一角鏡的光線假如不向上下斜射，而是正由水平線入射的話，那麼每一這種光線都準確的反射回向原處。

【谷】（Trough）

詳閱"橫波（*Transversal wave*）"條。

【貝】（Bel）

一種對數單位，特別用於電信工程，以比較兩功率的量。設兩功率爲 P_1 和 P_2，當

$$N = \log_{10} \frac{P_2}{P_1}$$

則謂 P_2 和 P_1 相差 N 貝。若 P_1 是電網路的輸入功率，P_2 是對應的輸出功率，上式即表網路的增益（*gain*）爲若干貝。當 $P_2 < P_1$ 時，N 爲負值，即增益爲負，表示有損耗。較常用的單位是分貝（縮寫爲 db），是貝的 $\frac{1}{10}$，即

$$N = 10 \log_{10} \frac{P_2}{P_1} \text{ 分貝}$$

在某些情形，電流或電壓（或其他類似的量，如聲學中的壓力、振幅及粒子速度等）的純量比爲相對應之功率比的平方根，則貝數爲

$$N = \log_{10} \left(\frac{I_2}{I_1} \right)^2 = 2 \log_{10} \left(\frac{I_2}{I_1} \right)$$

或

$$N = \log_{10}\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2 = 2\log_{10}\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

式中 $\frac{I_2}{I_1}$ 和 $\frac{V_2}{V_1}$ 爲電流和電壓之比。貝數代表兩功率的對數差，即

$$N = \log_{10}\frac{P_2}{P_1} = \log_{10}P_2 - \log_{10}P_1$$

這可用以表示兩功率的差別。

【貝他加速器】（Betatron）

貝他加速器又稱爲感應加速器（*induction accelerator*），爲利用改變磁通量而生感應電場的作用，以加速帶負電之電子的裝置。此裝置是於1940年，美國物理學家克斯特（*D.W. Kerst*）根據電磁感應之原理，使電子在一變動之磁場中，得到加速度發展而成。如圖 7 — 127所示。

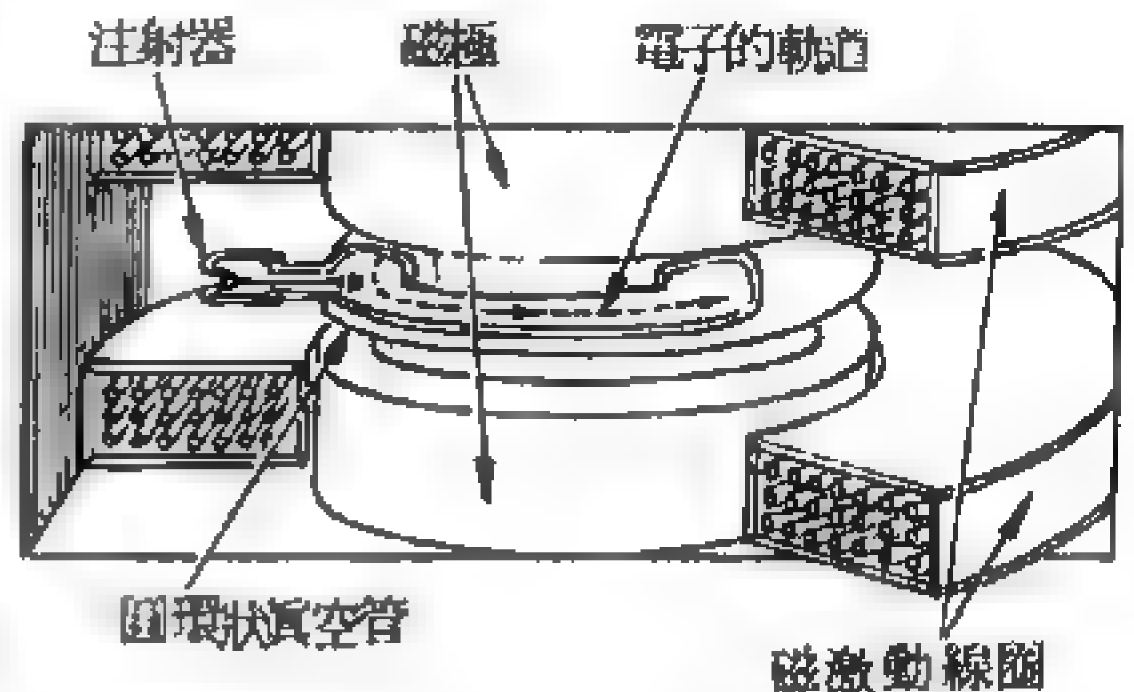


圖 7 — 127
貝他加速器的運轉。磁極的能量是靠通過主線圈的交替脈動電流來供應。電子由一熾熱的絲桐射入眞空管內，並由磁場將其推送入彎曲的路徑內。

在貝他加速器中，電子被射入磁化電流在變化的強化磁鐵塊中間的一個環形眞空腔室。當磁場強度增加時，由於磁通量的變化，因而對正在作圓周運動的電子其切線方向受到一種力量作用，同時使在電子運動的方向得到一種加速作用。爲了要適應眞空腔室的半徑，並使電子能夠在一個平衡的軌道上運動，在所需的運動軌道上的磁通量以及磁場同時變化。同時加速器中所具有的磁場，有將電子集中的作用，使得電子束不致於打到眞空腔室的牆壁上。當加速的作用已經完全達成時，電子束通常被引出來打擊到靶物上，以制動輻射的方式來產生第二次的光子束。而後降低磁通量，同時磁鐵也做下一加速循環的準備。爲使電子在軌道上運行，其瞬間軌道上的磁場強度必須維持等於形成軌道之封閉曲線中之磁場的平均強度之一半。目前，貝他加速器可以製造能量高達 340 MeV 的電子。這種高能電子係用以產生硬性 γ 射線或 X 射線光子。

貝他加速器與廻旋加速器有一點不同，就是前者的磁化電流是交流電，而後者則爲直流電。貝他加速器可看作僅有一個副線圈（即環狀的電子束）的變壓器。

【貝他因子】(Beta factor)

離子體的動壓力與磁壓力之比。若$\beta<1$，在沒有不穩定的現象時，磁場可能包納離子體不外洩。如$\beta>1$，則沒有包納離子體的可能性。

【貝他射線】(Beta ray；β ray)

貝他射線爲一束快速運動的負電子或正電子，質量很小。在幾乎所有的放射性衰變中，貝他射線都與其他放射性衰變相伴而生。貝他射線所有的負電子不是來自圍繞在原子核外圍的電子，而是來自原子核的內部。組成原子核的中子有時會分解爲一個質子及一個負電子，貝他射線就是中子衰變出來的負電子，所以負貝他粒子放射的結果，原子核內的正電荷增加一個，即原子序數增加一，但原子量幾乎不變。正貝他的放射情形正好相反，它是由原子核中質子分解爲正電子及中子時放射出來的正電子，故放射元素之原子序數反而降低一個。一般言之，放射性同位素所放射的貝他射線能量都低於五百萬電子伏特。貝他射線穿透能力比阿伐粒子爲高，但並不很強，通常如用一本書就可將普通放射性源產生的貝他射線阻擋。自加速器產生的高能電子射束則需更厚層的物質才能有效的阻擋。當貝他粒子穿過物質時，沿著它穿過的路徑電離周圍的介質，而逐漸消失能量，由於能量的消失，電子的減速運動而產生軟性的加瑪射線或X光，這對人類的健康也有很大妨礙。

貝他射線之游離性能較阿伐射線者小。貝他粒子之吸收作用，主要在於電子撞擊而失去能量，故吸收作用繫於穿越物質中單位體積所含之電子數。貝他粒子若具高能量，則除用於游離作用以外，尚有部分能量用於發射一種放射線，即制動放射線。對於各種物質貝他射線若超過此臨界能量，則電子在原子核之電場內穿過，速度向量之方向因加速作用而變化，

電子乃放射一光子，此即制動放射線。若貝他射線之能量低於臨界能量則僅發生游離作用。

【貝他射線分譜計】(Beta ray spectrometer)

貝他射線分譜計爲利用速度一定的帶電粒子在垂直磁場中做圓周運動的原理，所製成之貝他射線的能量測定儀器。如圖７—128所示，在真空腔中由電子源 S 射出的貝他射線，通過狹縫 AB 後，在垂直定磁場中做圓周運動，而會聚在 180° 方向置有感光紙或計數器的 FF' 板上，其半徑的大小與電子動量成正比，故由其位置可決定貝他射線能量的大小。



圖７—128

【貝他射線發射體】(Beta emitter)

發射貝他粒子（質點）之原子。

【貝他射線譜】(Beta-ray spectrum)

貝他射線譜爲一連續譜，與阿伐射線之光譜爲銳線狀者不同。此射線譜有如下之特性：⑴代表連續譜之曲線，並不是漸近地接近橫軸，乃在某一點相交，此指貝他粒子的能量有一確定之最大值，此最大值乃爲發射體之特性；⑵曲線爲極大處之能值約爲最大能量之1/3。

參閱“貝他蛻變（*Beta disintegration*）”條。

【貝他射線測厚儀】(Beta-ray micrometer)

若將射線源置於計數器及遮屏之間，可察覺計數值初因遮屏厚度之增加而顯著增加，乃因遮屏中散射情形激增，若干貝他粒子被反散射（*back scattering*）與由射線源射向偵測管之貝他粒子一同齊向偵測管，隨即停止在一限度上，稱爲“飽和厚度”（*thickness of saturation*），顯見此飽和厚度爲貝他粒子在遮屏中最大射程之半數。又此飽和厚度隨元素之原子序而變異，此類性質有多種應用：

1. 測定一合金或混合液之平均原子序。

2. 測定鍍在大物件上之薄層金屬，例如在超過飽和厚度之金屬（例如銅）上面鍍一層極薄之金，其原子序較銅者高，故計數值亦增加。

今利用反散射作用之貝他射線測厚度，繫於反散射之電子數N之如下諸因素：

1. 入射之能量。

2. 反散射體之厚度約爲電子在物體中最大射程之1/5，按飽和厚度約爲貝他在反散射體中最大射程之$\frac{1}{2}$。

3. 反散射體之原子序（N約比例於$\sqrt{Z}$）

若物體A之薄層x鍍在原物體B上（即謂如此厚度已達飽和厚度），根據儒姆瓦特（Zumwalt）式

$$\Delta N=N-N_B=(N_A-N_B)-(1-e^{-\mu_b x})$$

其中 ΔN：偵測的變化值。

N：物體A厚度爲x時所測得之脈波數。

N_B：僅測物體B時所得之脈波數。

μ_b：反射係數（mg/cm^2）$^{-1}$，繫於吸收係數μ_a。普通情形下，$k\mu a$中k值在2.5～3之間。

N_A：物體A在飽和厚度時之脈波數。

放射性之吸收變化在此處仍依循指數律，此種型式測厚儀之計算，只須測量方程式之係數，最重要的是鍍層與底層之原子序相距越遠則偵測靈敏度亦越大。

【貝他衰變】（Beta decay）

貝他衰變是一種放射性衰變過程，在此衰變過程中原子核電荷改變一個單位電荷（e），而原子核質量數保持不變。通常貝他衰變有三種情形：原子核放出一個負貝他粒子或正貝他粒子，或吸收在軌道上的電子。所謂貝他粒子即是高速運動的電子，原子核中並無電子，貝他粒子乃在貝他衰變過程中相伴產生，使電荷在貝他衰變前後保持守恆。例如

$^{12}_{5}B$、$^{12}_{6}C$ 及 $^{12}_{7}N$ 等原子核為質量數等於12 的同量異位素，其中只有 $^{12}_{6}C$ 原子核是穩定的。$^{12}_{5}B$原子核有較多的中子，$^{12}_{7}N$ 原子核有較多的質子，前者衰變至較低的能態，由一個中子衰變為質子，而使不穩定的 $^{12}_{5}B$ 核變為穩定的 $^{12}_{6}C$核，如下式所示：



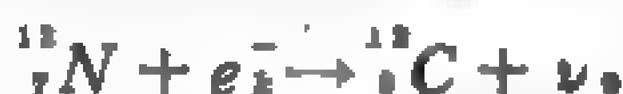
$$^{12}_{5}B \rightarrow {}^{12}_{6}C + e^{-} + \tilde{\nu} \qquad \text{（負貝他衰變）}$$

類似以上貝他衰變，不穩定的 $^{12}_{7}N$ 核在衰變過程中放出一個帶正電的貝他粒子，而變成穩定的 $^{12}_{6}C$ 核，如下式所示：



$$^{12}_{7}N \rightarrow {}^{12}_{6}C + e^{+} + \nu \qquad \text{（正貝他衰變）}$$

在另一種貝他衰變過程中，並無帶電的粒子放出，但吸收一個在核外軌道上（通常為K軌道）的電子，這種衰變過程稱為電子捕獲（*electron capture*），例如



$$^{12}_{7}N + e^{-}_{k} \rightarrow {}^{12}_{6}C + \nu。$$

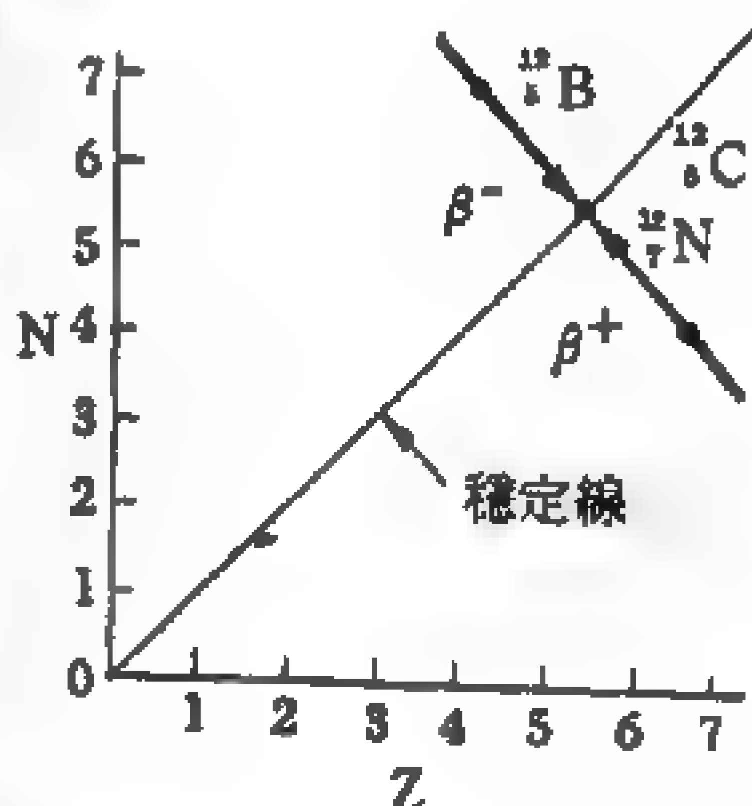


圖 7 — 129

圖 7— 129示以上負貝他及正貝他衰變（β^{-} 及 β^{+}），^{12}C 核在穩定線上，^{12}B 和 ^{12}N 核分別在這穩定線上的上下側，貝他衰變的發生是沿著 45° 線使不穩定核接近至穩定線。

在貝他衰變過程中所釋放出的能量，即Q值，如表所示：

衰變過程	Q
β^{-}	$m_z c^2 - m_{z+1} c^2$
β^{+}	$m_z c^2 - m_{z-1} c^2 - 2m_0 c^2$
電子捕獲	$m_z c^2 - m_{z-1} c^2$

表中m_z 為衰變前原子核質量，m_0 為電子靜止質量。就上述 ^{12}B 貝他衰變為例，計算Q值如下：

^{12}B 原子核質量　　12.01819 u

^{12}C 原子核質量　　12.00382 u

相減後　　$Q = 0.01437 \times 931 = 13.4\,MeV$

根據能量守恆律，可以想像 ^{12}B 核在貝他衰變中所有放出的電子帶有動

能爲$K_e \simeq Q = 13.4\ MeV$。但實驗上以貝他射線分譜計（*beta spectrometer*）測得的電子能譜（如圖7—130所示），顯示放出的電子並非是單一能量的，其能量乃是一連續分佈，從接近於零開始至最大值（13.4 *MeV*），這種事實與能量守恆律相衝突。同時觀測放出

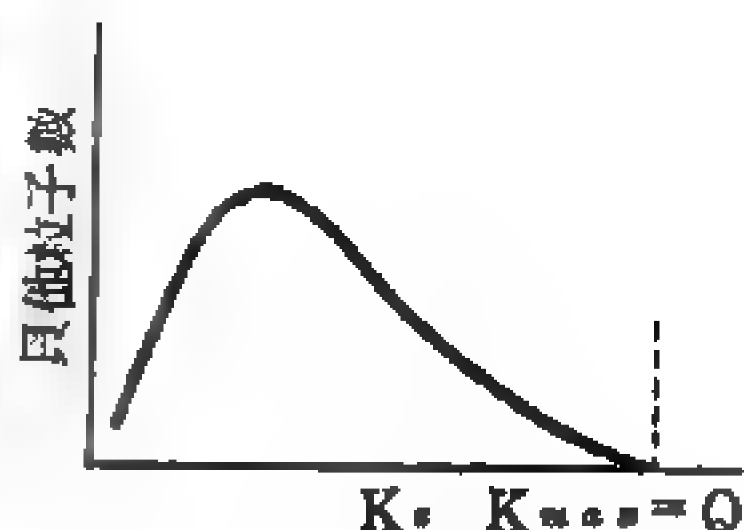


圖7—130

的電子與所餘原子核並不依相反的方向反衝，這表示與線動量守恆律也相衝突。另外在上例中衰變前後原子核均爲偶數，其角動量爲整數，但電子的自旋爲1/2，故衰變前後的角動量不一致，與角動量守恆律相衝突。

1930年庖立提出微子（*neutrino*）學說，以解釋上述違背守恆律的各點。他認爲在每一貝他衰變中有一個新的粒子（稱爲微子，以符號ν表之）產生並放射出來，這粒子的靜止質量近乎零，不帶電荷，自旋爲1/2。在衰變過程中衰變能量分配於貝他粒子和微子，兩者及衰變後原子核以不同方向分離，這樣可以說明貝他衰變的能量守恆和線動量守恆。同時由於微子具有自旋1/2，故可圓滿地說明角動量守恆。歸納言之，三種貝他衰變相當於原子核內下面的作用：

$$n \rightarrow p + \bar{e} + \tilde{\nu} \qquad \text{（負貝他衰變）}$$

$$p \rightarrow n + \overset{+}{e} + \nu \qquad \text{（正貝他衰變）}$$

$$p + e_k \rightarrow n + \nu \qquad \text{（電子捕獲）}$$

上式中$\tilde{\nu}$表示反微子（*anti-neutrino*），爲微子的反粒子。

義大利物理學家費米假定貝他衰變中的作用可以最簡單的形式，即一常數G表示之。他應用量子力學和微擾理論，導出表示每單位時間貝他衰變的機率如下：

$$\lambda = \frac{G^2}{2\pi^3}|M|^2 f = \frac{\log_e 2}{t}$$

故
$$ft = \frac{2\pi^3}{G^2}\ \frac{\log_e 2}{|M|^2}$$

上式中M爲衰變前後原子核波函數的重疊積分，ft 稱爲比較半衰期（*comparative half-life*），f爲貝他衰變原子核原子序數Z及放出電子動能E的函數，即$f = f(Z, E)$。

一般應用ft 值以區分貝他躍遷（*beta transition*）爲下面數種：超容許（*superallowed*）躍遷、容許（*allowable*）躍遷、第一級禁制（*first forbidden*）躍遷、唯一第一級禁制（*unique first forbidden*）躍遷、第二級禁制（*second forbidden*）躍遷、唯一第二級禁制（*unique second forbidden*）躍遷、第三級禁制（*third forbidden*）躍遷、唯一第三級禁制（*unique third forbidden*）躍遷、第四級禁制（*fourth forbidden*）躍遷及唯一第四級禁制（*unique fourth forbidden*）躍遷等。又以M値是否等於零決定貝他躍遷的選擇定則（*selection rule*），如表所示：

躍　遷　種　類	選　擇　定　則	ft 値
超容許	$\triangle J = 0, \pm 1$（不變）	1,000～4,000
容許	$\triangle J = 0, \pm 1$（不變）	$2\times10^4 \sim 10^6$
第一級禁制	$\triangle J = 0, \pm 1$（變）	$10^6 \sim 10^8$
唯一第一級禁制	$\triangle J = \pm 2$（變）	$10^8 \sim 10^9$
第二級禁制	$\triangle J = \pm 2$（不變）	$2\times10^{10} \sim 2\times10^{13}$
唯一第二級禁制	$\triangle J = \pm 3$（不變）	10^{12}
第三級禁制	$\triangle J = \pm 3$（變）	10^{18}
唯一第三級禁制	$\triangle J = \pm 4$（變）	4×10^{15}
第四級禁制	$\triangle J = \pm 4$（不變）	10^{23}
唯一第四級禁制	$\triangle J = \pm 5$（不變）	10^{19}

表中$\triangle J$表示貝他衰變前後原子核總角動量的變化，衰變前後宇稱性的

變化以（不變）及（變）表示之。

【貝他能譜】（Beta-energy spectrum）

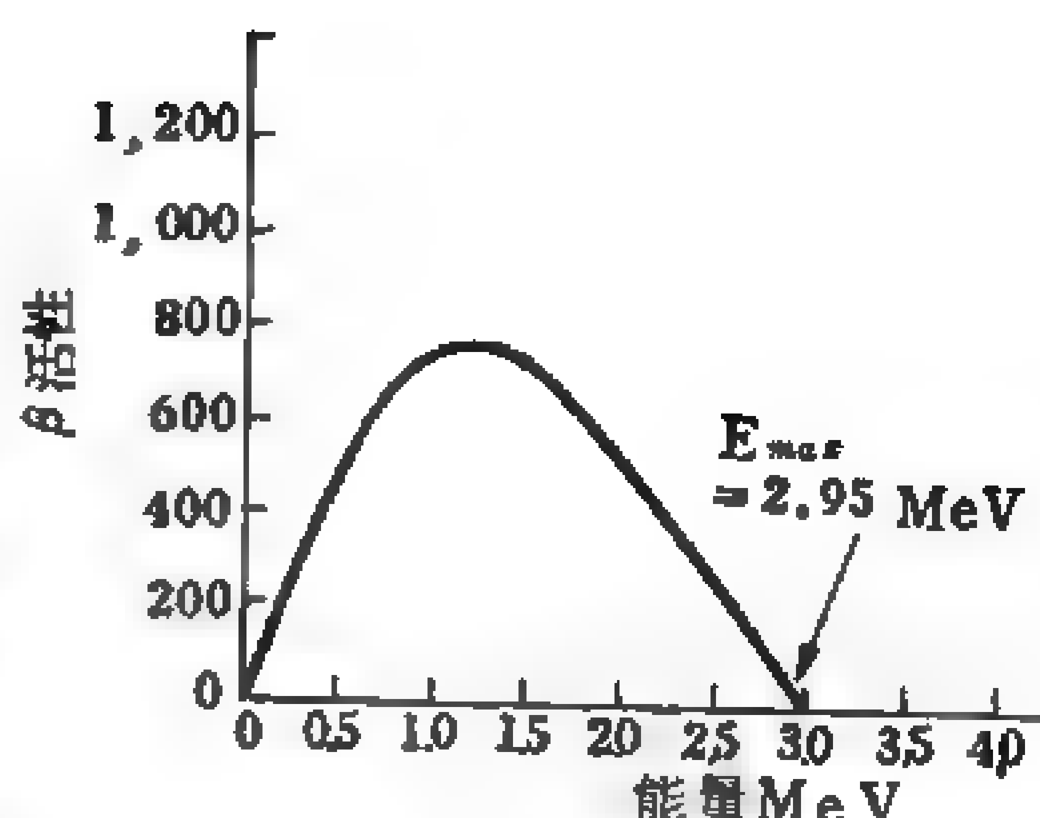


圖 7 — 131
^{116}In的負子衰變活性分佈圖畫成負貝他粒子能量的函數關係

當將鈾－238衰變時放出之阿伐粒子數畫作其能量的函數，並以曲線圖表之時，我們可以看出它們的動能爲4.13或4.18MeV，因爲阿伐粒子的能量是不連續的，所以圖上看到的是線狀能譜，與化學元素受激後放出可見光的原子線譜相似。假如將貝他衰變中放出的電子數畫成它們的能量函數，得到如圖7—131之曲線。圖中沒有像阿伐衰變中不連續的尖峯出現，而是一寬廣而能量連續分佈的曲線，幾乎自零開始，延伸至某一定最大值。我們已計算得^{116}In貝他衰變時放出2.95MeV的能量，即圖7—131所示最大能量，然而只有其中的少數電子具有此最大能量：貝他粒子的平均能量爲由計算得到的衰變能量2.95MeV的1/3。因^{116}In經貝他衰變而成^{116}Sn時，須隨伴放出2.95MeV的能量，所以需要尋求一種方法以計算除去電子放出之能量外，其他大部分放出能量的去處。1931年庖立（*Wolfgang Pauli*）認爲失去的能量是由一種難以檢測的粒子所帶去。費米（*Fermi*）根據這種觀念，在他的貝他衰變理論裏，稱這種質量幾乎爲零，且不帶電荷的粒子爲微子(*neutrino*)。距首次提到微子後約25年，微子才眞正被檢測到，它的性質正如費米所預期的。所以，在^{116}In衰變的過程中，在放出1.00MeV的貝他粒子的同時，也放出1.95MeV的微子。

【貝他粒子】（Beta particle）

貝他粒子是原子核放射衰變所放出的基本粒子，帶有一單位電荷，它的質量等於質子的1/1,837。帶負電的貝他粒子跟電子完全相同；帶

正電的貝他粒子叫做正子。

【貝他粒子射程】(Range of beta-particles)

貝他粒子爲高速電子，電子質量遠比阿伐粒子或其他較重的荷電粒子爲小。是故電子在物質中通行時，將生甚複雜的現象。電子在行動方面，即使其能量不甚大，然因其質量甚小，可認爲它遵循相對論。例如，在其能量爲 16百萬電子伏特時，電子質量殆爲其靜止質量的 31.6 倍，速度爲0.9995 c (c =光速= $3.0\times10^8 m/sec$)。故貝他電子之行動，必須以相對論討論之。根據相對論，動能公式爲

$$E_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = \frac{eV}{300}$$

動量 p 爲

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

但上二式中之 $\beta = v/c$。從相對論中能量與動量的關係式

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4$$

可得

$$c^2 p^2 = E^2 - m_0^2 c^4 = (E - m_0 c^2)(E + m_0 c^2)$$
$$= E_k (E_k + 2 m_0 c^2)$$

在此處曾引用 $E = m_0 c^2 + E_k$。由此即得

$$p = \frac{1}{c}\sqrt{E_k (E_k + 2 m_0 c^2)} \qquad (1)$$

電子的能量與動量，通常係由觀測電子在磁場中之彎曲加以決定。描述其彎曲的曲率半徑 ρ，恆滿足此式：

$$B\rho = \frac{c}{e} mv = \frac{c}{e} p$$

B 爲磁場強度。由此式與 (1) 式之結合，可得

$$B\rho = \frac{1}{e}\sqrt{E_k (E_k + 2 m_0 c^2)}$$

但$B\rho$ 之單位爲厄司特・厘米，E_k 之單位爲爾格。在實用上以百萬電子伏特表示E_k 則甚爲方便。就電子言，$2m_0c^2 = 1.02$百萬電子伏特，又因E_k爾格$= E_k$百萬電子伏特$\times 1.6\times 10^{-6}$爾格/百萬電子伏特，

故

$$B\rho = \frac{1.6\times 10^{-6}}{4.8\times 10^{-10}}\sqrt{E'_k(E'_k+1.02)}$$

$$= \frac{10^4}{3}\sqrt{E'_k(E'_k+1.02)}$$

此式中之E'_k之單位爲百萬電子伏特，如$E'_k \gg 1$ 百萬電子伏特

則

$$B\rho = \frac{10^4}{3}E'_k$$

於是，$B\rho$ 如已知，依此式即可計算高速電子的能量及動量。

電子穿越物質時，有彈性散射、游離、輻射等現象之發生。彈性散射係由於入射電子與原子內電子，或原子核的相互作用而起；尤其低速電子之此種現象殊爲顯著。游離現象係因入射電子擊出組成該物質原子中的電子而起，故游離作用爲電子在物質中進行時，損失能量的主因。至於電子在一次碰撞所損失的能量，從電子質量遠較阿伐粒子者爲小之點來考查，必大於阿伐粒子所耗者。又電子在碰撞後，其方向之改變，尤較阿伐粒子爲甚。於是，電子碰撞次數之漲落，或射程長度之漲落，將較阿伐粒子爲顯著。尙有一原因，可使在物質中進行的電子遺失能量。此即電子經過核之電場時，因發射連續X射線而失去能量。

電子與物質間相互作用的諸過程雖甚爲複雜，然當初能量爲一定時其射程亦爲定値。據實驗結果，若以透過率爲縱軸，以吸收層厚度爲橫軸，可得如圖 7 — 132所示的曲線。該曲線包括兩部分，一爲下降部分，另一爲水平部分。通常係以下降直線部分之延長線與橫軸相交點之距離R

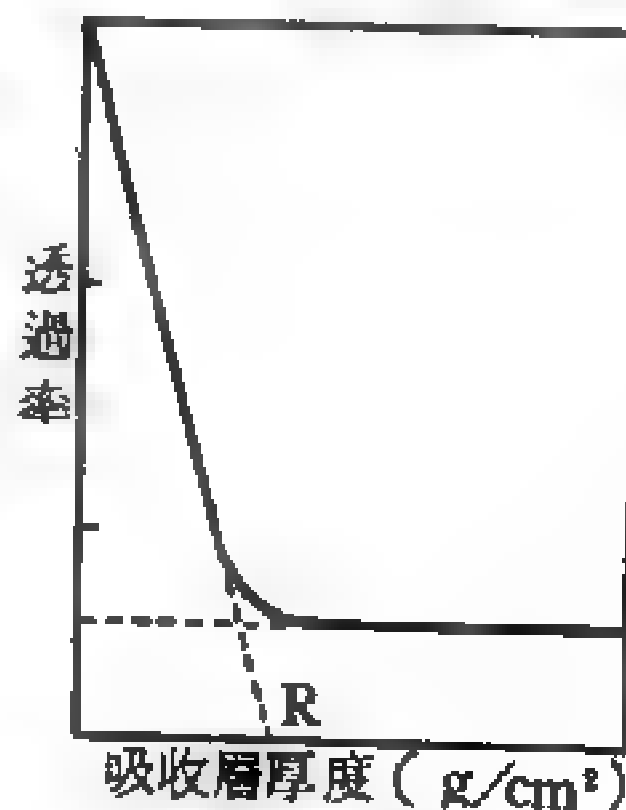


圖 7 — 132
電子之外推射程

，表示電子之射程，此項射程稱爲電子（或貝他粒子）之外推射程。圖7—133示電子在鋁中之射程與能量之實驗曲線，此曲線係依精確的實驗結果繪出者，可藉此從射程推定電子之初能量。

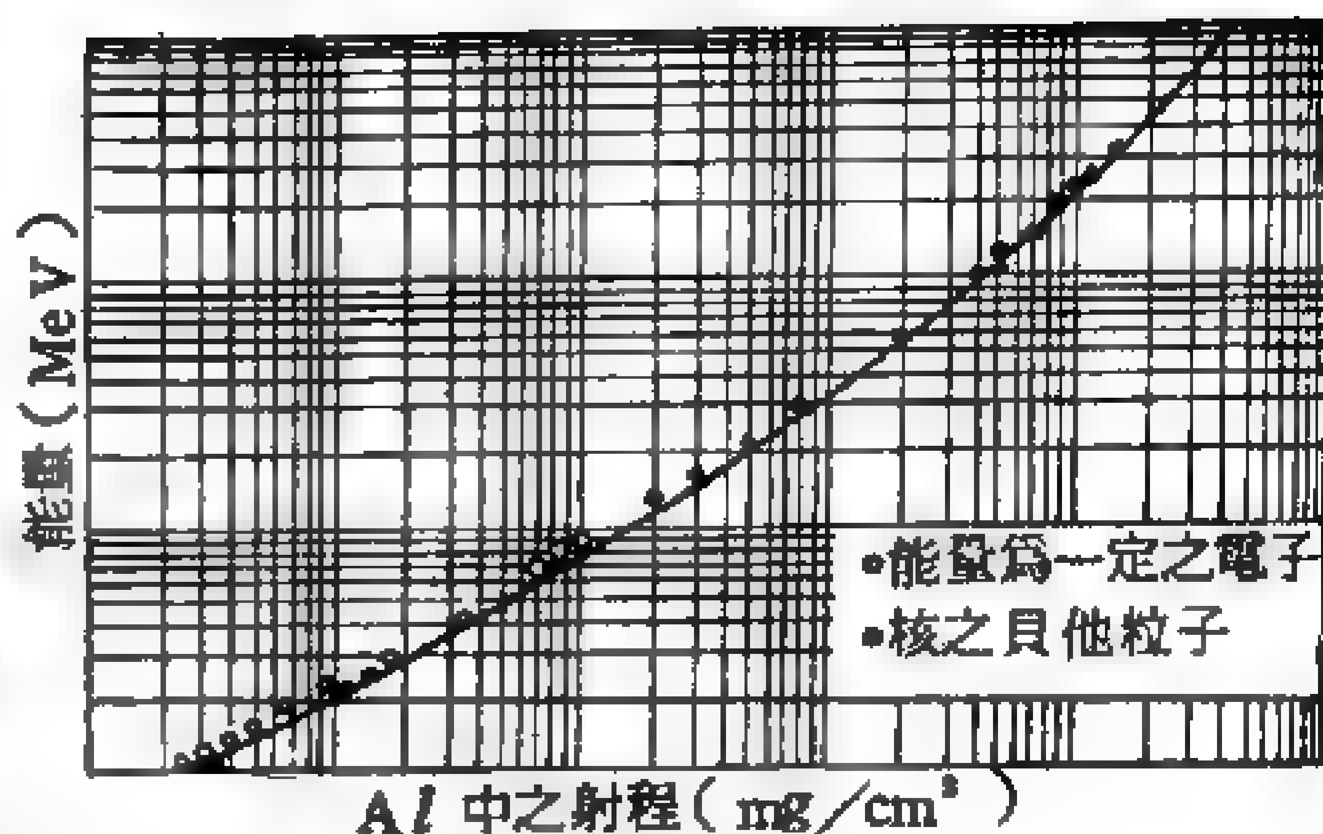


圖7—133

【貝他發射體】（Beta-emitter）

產生貝他衰變之放射性原子。

【貝他蛻變】（Beta disintegration）

貝他蛻變爲一發射負電子，或正電子之原子核的蛻變。然因原子核內無負電子和正電子存在之徵兆，故貝他蛻變在本質上乃核子之蛻變。即β^-蛻變係核內1個中子變爲質子之過程，β^+蛻變係核內1個質子變爲中子之過程。

氚核（*triton*）^3H 亦具有β放射性，此核係由一個質子與兩個中子所組成，作半衰期爲12.1 年之β^-蛻變，即由一個中子變爲質子，而蛻變爲穩定的氦同位素^3He，並發射一電子。β^+蛻變爲放出正電子之β蛻變，此項蛻變之最輕同位素爲碳之同位素$^{10}_{6}C$，此核係由6個質子與4個中子所組成，而爲極不穩定者（其半衰期爲19.1 秒）。它經常由β^+之變換過程，而蛻變爲中子數與質子數相等的穩定同位素$^{10}_{5}B$。碳之另一同位素$^{11}_{6}C$，亦爲一不穩定者，其半衰期爲20.4 分，經β^+變換過程而蛻變爲B之另一同位素$^{11}_{5}B$。事實上，不獨在輕元素中有具β放射性之同位素，在重元素中亦有。

β射線譜之分析有助於研究β蛻變，從β射線譜（如圖7—134(*a*)及圖(*b*)所示）觀之，核能似有一連續範圍與α射線之光譜爲銳線狀者截然不同，此乃顯示貝他粒子係以比一確定之最大值爲小之任意速度或

能量發射自孤立之放射性元素。由貝他蛻變資料加以仔細分析，得知 β 射

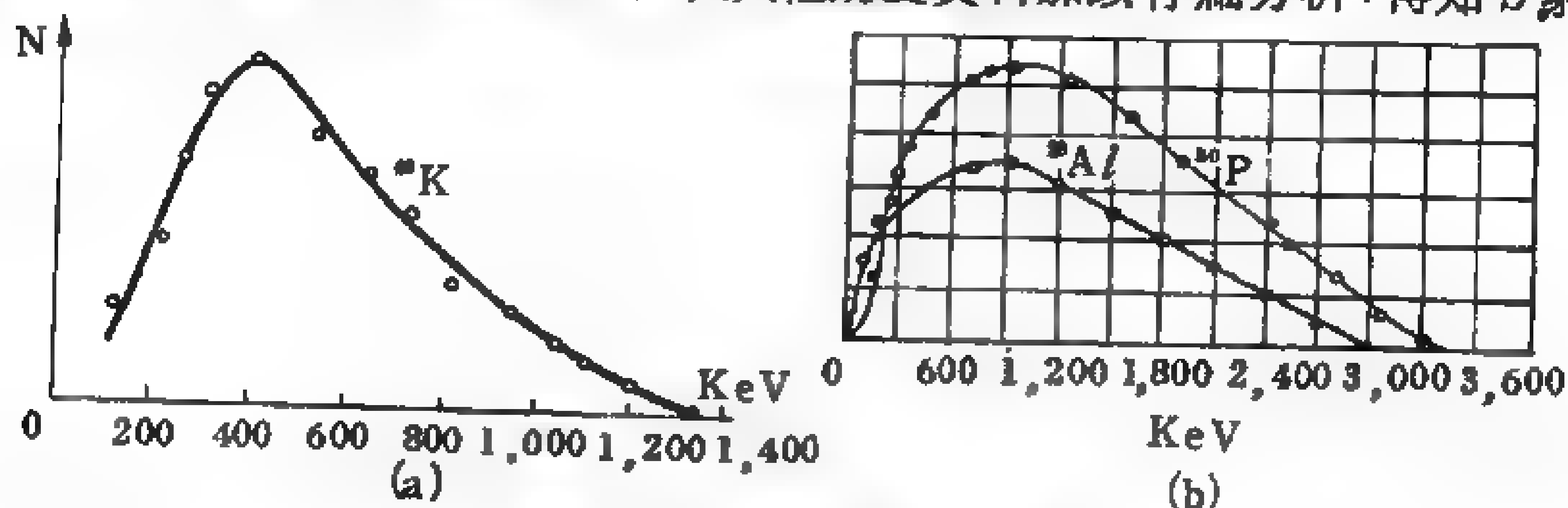


圖 7－134　典型的 β 射線譜

線之最大動能 E_{max} 與由能量不滅定律所預料之結果相符。此結果指出能量不滅定律依然成立於貝他蛻變之過程。

【貝色】（Friedrich Wilhelm Bessel 1784－1846）

德國人，生於明頓（*Minden*），素好數學，對於拉丁文法，則深惡之，故擇業營商，於十五歲時入商店，夜間苦讀，如是歷七年之久。1804 年算出哈雷彗（*Halley's comet*）的軌道，爲俄爾柏斯（*H.W.M. Olbers*）所激賞，爲之刋印，並薦至什勒特天文臺（*Schroter's Observatory*）任助手，後刻尼格斯堡（*Königsberg*）建設天文臺，聘往監造，並任臺長，終生未他去。後專力研究實地天文學及測地學，爲此兩科之鼻祖。

【貝色函數】（Bessel function）

爲貝色微分方程式的解等於

$$J_n(x)=\left(\frac{x}{z}\right)^n\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{ix}{2}\right)^{2k}}{k!\,\Gamma(n+k+1)}$$

應用極廣，尤以在彈性力學中，爲不可缺少的要具。

【貝色微分方程式】（Bessel differential equation）

$$x^2y''+xy'+(x^2-n^2)y=0$$

其中 n 是常數。

【貝克曼溫度計】(Beckmann thermometer)

貝克曼溫度計只可用於測定數度以內之溫度差，而不能測得實際溫度。若加以適當調節，大體可用於 30～200°C 之範圍。其分度，雖亦係依照攝氏度數，然其精細度非一般測度計所可比擬。其最小之劃度達 0.01°C，但使用放大鏡時可估讀至 0.001°C。通常在此溫度計上僅作六個分度，其每一度雖不及 10 厘米（其刻度部分全長 50 厘米），但每一度再細分成百等分。此溫度計所示之度數，並非爲一絕對標準。其 0 度相當於攝氏幾度，可由測定者按需要隨意調節決定之，使適可於指定範圍中顯示檢定物之溫度。此溫度計之可隨時調節以決定其絕對值者，因在溫度計頂部末端另設有一水銀貯存槽 R（如圖 7—135），可與溫度底端水銀球 A 相通，於是此球之水銀量便可變動調節（水銀球之水銀量少，則上升之高度較多時低），故由水銀球中水銀量之適當調節，可使計中水銀柱示度恰在指定之範圍。其調節法如下述。

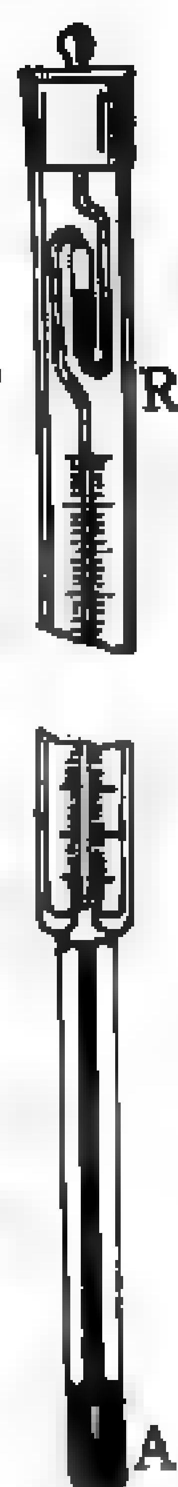


圖 7—135

於玻璃杯之水中，插一可讀至 0.1～0.2°C 之溫度計，將其溫度調整至實驗所指定之相當度數，例如水溶液之沸點測定時，因溶媒之沸點爲 100°C，故最好選定貝克曼溫度計之 1° 作爲 100°C（貝克曼溫度計之刻度爲向上增加時），使純水之沸點及加溶質後沸點略高於此者，均得在計中讀得。又如水溶液之冰點下降測定時，則最好選定貝克曼溫度計中之 5° 作爲 0°C（但若用貝克曼溫度計之刻度向下增高者，則以 1° 作爲 0°C），使該測定中之溫度範圍 5～1°C，均適在計中示度內。茲以沸點上升測定爲例說明之。(1)將貝克曼溫度計倒拿，使其留在 a 中之水銀全部流至 b 部後再拿正（如圖 7—136）則水銀仍留於 b 部。(2)將貝克曼溫度計浸於

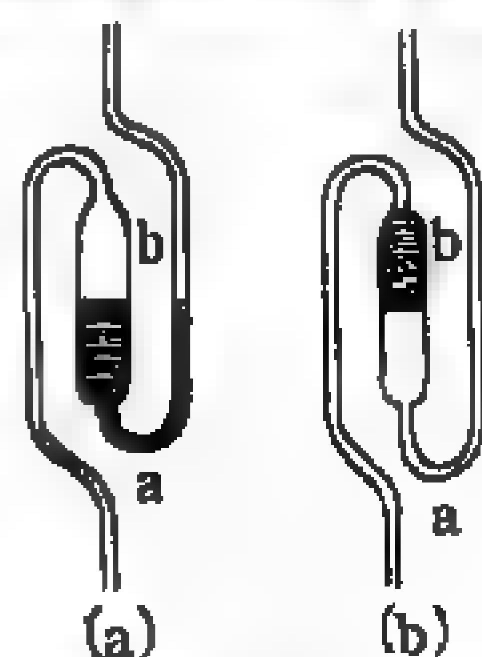


圖 7—136

適當溫度之水或溶液中使貝克曼溫度計之水銀柱上升至 b ，與 R 槽中之水銀相連接。(3)將貝克曼溫度計浸於較水沸點高 6～7° C 之溶液中。經幾分鐘後輕輕地用手指打溫度計之上部，則 b 部之水銀落於 a 部，而於毛細管之接續點切斷。通常若眞空度足夠，且 b 部作得良好時，只要稍加以衝擊，即可以切斷。又為了調節方便起見， ab 之背後附有刻度。若當 b 之水銀下面指 100之刻度時衝擊溫度計使切斷，則於 100° C 時其毛細管中之水銀柱面大致可指在0° 之位置。(4)最後將溫度計浸於 100° C 之水溶液中，視其水銀柱面是否指在 1° 之刻度，否則應按上法再調節之。在此宜注意不能有水銀滴附於 b 附近，以防備測定時因溫度急激變化，使水銀柱上升至 b 時，附於 b 附近之水銀滴加入，當再降下時對其讀度產生誤差。又因此毛細管之內徑極細，故每次讀數時應先在背後輕打後始讀其示度。

【貝克勒】(Antoine Henri Becquerel 1852—1908)

1852 年十二月十五日生於巴黎。在大學攻讀橋樑工程，取得工程師資格後將興趣轉到應用物理學方面， 1895 年任工業大學物理學教授。1896 年發現天然放射性，他注意到在密封之小粒含鈾的晶體外的照相底片，被一種看不見而由晶體發出的射線感光，因而發現鈾有放射性。居里夫婦繼續他的研究，發現二種新的放射性元素鐳和釙。三人合得 1903 年諾貝爾物理學獎，貝克勒得一半獎金。1905 年出任法國科學院院長，1908 年八月二十五日逝於不列塔尼昔日皇家的行宮裏。

【貝亞德、亞伯式眞空計】(Bayard-Alpert gauge)

貝亞德、亞伯式眞空計是一種離子眞空計的簡單改良品。首由貝亞德與亞伯研究成功，故而得名。

貝亞德、亞伯式眞空計中，陰極是一根在柵極外的加熱金屬絲，而集極是一根穿過儀器軸心的細金屬線（圖 7 — 137 ）。集極帶陰電，吸收氣體中所產生的大部分離子。但因為它的表面積減少了許多，它所受

到的 X 射線撞擊量，也遠比一個圓筒狀的金屬板爲少，所以產生的光電流非常之小。

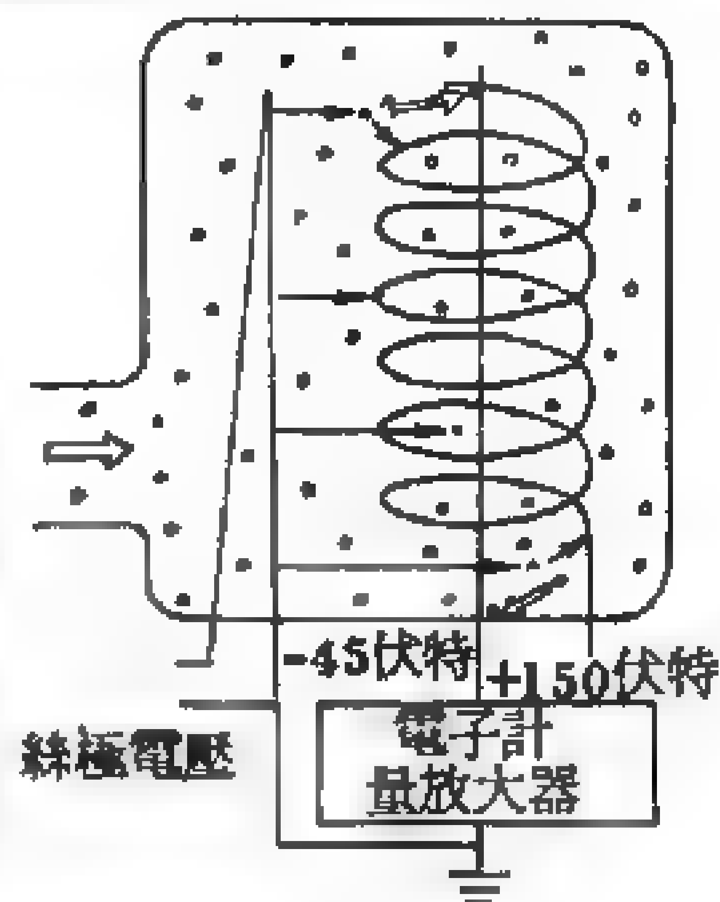


圖 7 — 137
貝亞德、亞伯式眞空計

使用這種新的眞空計，亞伯終能在 1950 年間，闖入低於 10^{-8} 托爾超高度眞空的領域。事實上，這種儀器扮演了一個雙重重要的角色。使用離子眞空計一向有一個難處，就是它們會改變它們所要量度的性質。因爲到達集極的離子都被吸附住，所以它們就從眞空室的空間裏被移去，而氣壓就降低了。

亞伯卻進一步，利用這種缺點。他用傳統的方法，把一個小玻璃室抽到大約 10^{-8} 托爾，並採用一種新設計成功，不需要利用有機性封閉化合物的全金屬閥，把這玻璃室封起來（在這種壓力下，傳統的封閉化合物會放出大量氣體）。然後他就讓離子眞空計繼續操作下去。很快地它就記錄到一個 5×10^{-10} 托爾的低壓，但是此後壓力就不再降低了。而理論上，貝亞德、亞伯式眞空計能造成並量度再低十倍的氣壓。於是亞伯就做了一個特種的質譜儀，來量度眞空室中各種氣體的分壓。他發現他這系統的壓力限制，是源於空氣中的氦原子，會擴散透過眞空室的玻璃壁。

這份工作是科學發明中再清楚不過的一個例子了。然而很典型地，一旦亞伯發表如何量度超高度眞空範圍內的壓力，又發現在他以前早就有人作過了。這種新的眞空計證明了一項長久以來的懸疑：那些用來產生高度眞空的擴散抽氣機，本身就已能超越 10^{-8} 托爾的"障礙"了。回顧一些早期工作的結果，可能早在 1931 年間，人類就已達到 10^{-9} 托爾的低壓了。

無論如何，超高度眞空的紀元，還得從亞伯一連串傑出的實驗算起。在他們公佈了這些實驗結果之後，愈來愈多的人開始從事這方面的研

究，在設備和技術方面完成進一步的改良。現在 10^{-12} 托爾的低壓已能達到，而更低的氣壓也是可以預期的。在 10^{-12} 托爾氣壓下，分子密度已減至每立方厘米 33,000 個，並且氮氣分子的平均運動距離（兩次碰撞之間）已長達約 50,000 公里（或 30,000 哩）了！

【貝特】（Hans Albrecht Bethe 1906- ）

1906 年七月二日生於法國史特拉斯堡（當時因普法戰爭由法國割給德國，但 1918 年德國戰敗又歸還法國）的猶太家庭。1928 年在慕尼黑大學左末菲（*Sommerfeld* ）教授指導之下獲博士學位，先後在佛蘭克福、司徒加（*Stuttgart*）、慕尼黑等地任教。1930年至1932年赴英國劍橋大學隨拉塞福及赴羅馬隨費米研究，1933 年在德國土坪根（*Tübingen*）大學任助教授時，因希特勒執政被逐出。在英國曼徹斯特及布里斯托（*Bristol*）短期逗留後，於 1935 年赴美國康乃爾大學任教迄今。貝特對固態物理學、核子物理學、量子場論及恆星內部能量的產生等均有重大貢獻。二次大戰期間任洛斯拉摩（*Los Alamos* ）科學實驗室理論組組長，負責設計原子彈。1961 年獲美國原子能委員會費米獎，1967 年獲諾貝爾物理學獎。現已入美國籍。

【赤經】（Right ascension；簡稱 *R.A.*）

為自春分線沿天球赤道向東量至天體的時圈之弧。以度數、小時、分鐘或秒表示之。

參閱“赤道坐標（*Equatorial coordinates*）”條。

【赤道】（Equator ）

距南極、北極相等距離的各點，相連接起來的線。換言之，即通過地球中心，並與地軸垂直的平面和地表面相交的線叫做赤道，也是呈圓形的。

【赤道坐標】（Equatorial coordinates ）

利用赤經和赤緯來表示天體的位置，這種方法叫做赤道坐標。茲

分述如下：

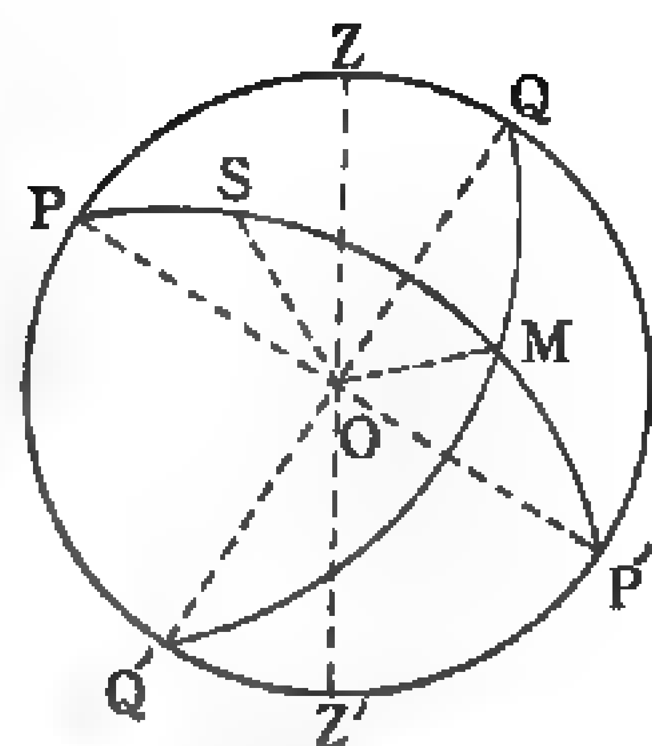


圖 7 — 138　赤道坐標

連結觀測者肉眼和天體的直線和天球赤道所成的角，叫做該天體的赤緯（*declination*）。於圖7—138中，假設通過天體S的時圈PSP'和天球赤道相交於M點，則MOS角即MS弧叫做天體S的赤緯。赤緯是從天球赤道算起，在它的北邊爲正，南邊爲負；所以天球赤道上天體的赤緯爲0，北極的赤緯爲+90°，南極爲−90°。

通過某天體的時圈和天球子午圈所成的角，叫做該天體的時角（*hour angle*）。圖7—138中QM弧即QPS角叫做天體S的時角。天體在子午圈時候的時角等於0。

圖中PS弧叫做天體S的北極距（*north polar distance*），和赤緯是互爲餘角，就是　　　　極距+赤緯=90°

知道天體的赤緯或極距和時角，就可以決定該天體的位置。但是時角是隨時不同，甚爲不便。

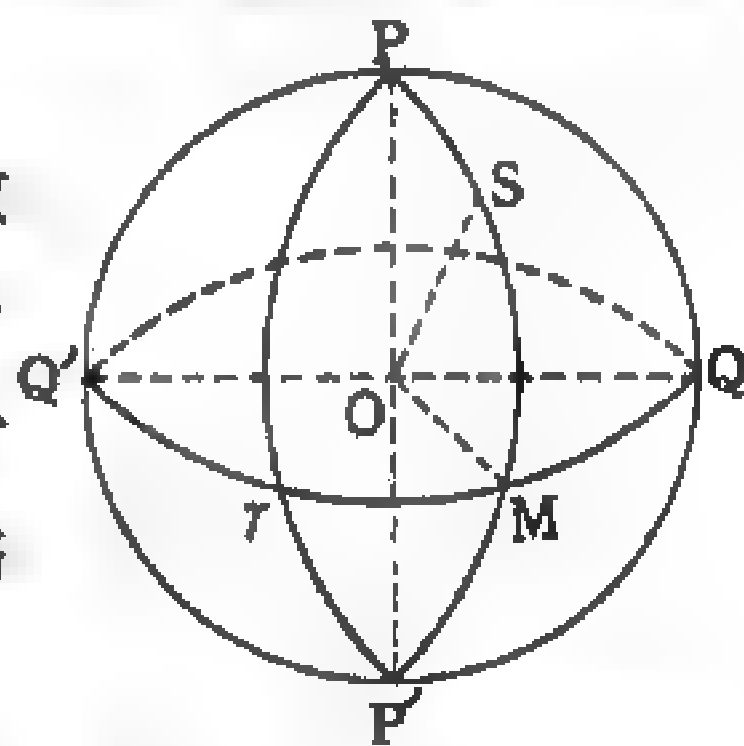


圖 7 — 139　赤道坐標

延長地球軌道面和天球相交的大圈，叫做黃道（*ecliptic*）。黃道和天球赤道相交於兩點，太陽自南向北移動所通過的點叫做春分點（*vernal equinox*），另一點叫做秋分點（*autumnal equinox*）。

通過春分點的時圈和通過天體的時圈所成的角，叫做該天體的赤經（*right ascension*）。圖7—139中，γ爲春分點，通過天體S的時圈和天球赤道相交於M；而γPS角即γM弧叫做天體S的赤經。赤經是從春分向東計算。

太陽從今天在正南起，到明天再在正南所需要的時間爲24小時，它所走的角度是360°，所以

24時＝360°

就是　1時＝ 15°

1分＝ 15′

1秒＝ 15″

天體的赤經，普通利用這種關係，用時分秒來表示它；例如赤經5時43分6.4秒，就是85°46′36″的意義

【赤道儀】（Equatorial telescope）

按赤道式裝置的天文遠鏡叫做赤道儀。大的遠鏡都是用赤道式裝置，所以赤道儀是天文臺的普通儀器。

赤道儀的構造，有兩個軸，一個叫做極軸（*polar axis*），和地軸相平行；一個叫做赤緯軸（*declination axis*）和極軸相直交。遠鏡是和赤緯軸相直交，可以自由廻轉。要看一個天體的時候，先使附於赤緯軸的環上度數和天體的赤緯相合；然後廻轉極軸，使和天體的時角相合，這樣，就可以從遠鏡看見該天體。

大赤道儀常附有轉儀鐘（*driving clock*），使遠鏡按著地球的自轉速度而廻轉，所以觀測某一天體的時候，該天體可以常在視野之內。

赤道儀可以觀測全天球上任何部分的天體，所以放置這儀器的房子常用圓頂，可以四周旋轉；中開一窗觀測時揭開窗口，遠鏡即向著窗口以觀天空。

【赤緯】（Declination）

天體的角度若在天球赤道之北則爲正，若在天球赤道之南則爲負。

參閱“赤道坐標（*Equatorial coordinates*）”條。

【車頭燈】（Head lamp）

信號燈或探照燈一般均希望限制放射之光柱在一小的角度內，即幾乎均爲平行緊密光柱，但車頭燈則要求有更廣角度的光柱與一較外面

光柱更強的中央狹角相聯合。此條件則須利用一拋物線的反射鏡以一纏捲絲電燈泡投射光柱，但此燈泡須與拋物線的基部密接如圖 7—140所示。因拋物線表面外張超出燈泡之前方，故“集聚角”（*angle of collection*）如此之大很少光線不能由光源集結，而由燈泡之前鏡徑穿過再形成部分有用的廣角光柱（*wide angle beam*）。在圖7—140中，註有*A*,*B*,*C* 及 *D*之光線為在拋物線表面上的規則反射而得中央狹面之照明，*E*則表示一條造成廣角光柱之光線。其他光線如註以A',B',C'及D'則為由玻璃燈泡之內表面反射而來，而向外射出。

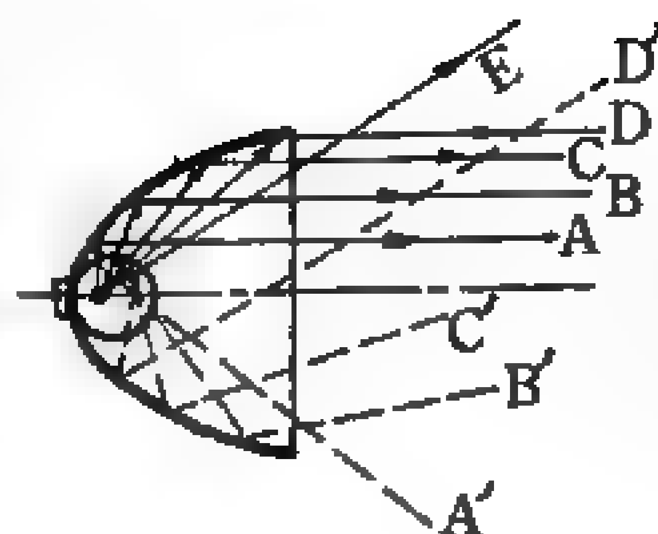


圖 7—140

【迅子】(Tachyon)

泛指任何速度超過光在眞空中的速度（通常用 *c* 代表）的粒子。迅子在理論上可能存在，但還未發現。根據狹義相對論，一切粒子分為三類：第一類是質量不為零的粒子（如電子），它的速度永遠比 *c* 小；第二類是質量為零的粒子（如光子），它的速度永遠是 *c* ；第三類是速度永遠大於 *c* 的粒子（就是迅子），它的質量必須用虛數代表。迅子在失去能量以後反而要增加速度，速度達到無限大的迅子它的能量是零。

【迅速式微音器】(Velocity microphone)

即帶式之微音器。

【迂廻管】(Zigzag tube)

迂廻管（或稱孔特式干涉管），應用此一裝置，可顯示聲波的干涉現象。如圖 7—141所示，*A*管的通路被分成*B*管與*C*管二支路，然後又在*D*管處會合。*C*管如同伸縮喇叭一樣，是可以推進抽出的。

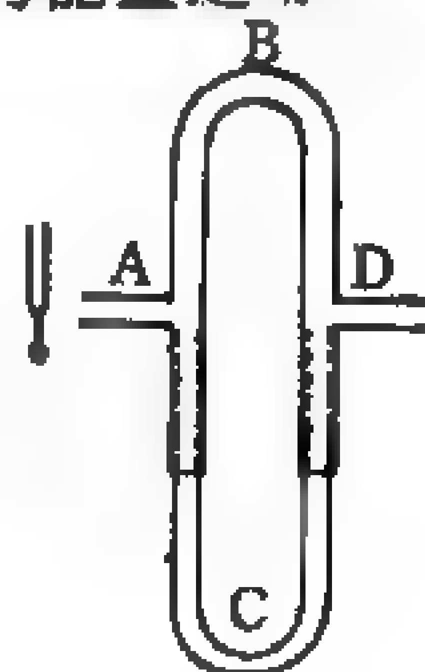


圖7—141
迂廻管用以驗證聲波之干涉

現在將聲源（一個音叉）置於*A*處，則聲波之一部分便會通過*B*管，另一部分通過*C*管，然後在*D*管重行會合。二條通路之長短倘屬相等

，則吾人耳朵在D處所聽到的音之強弱與原來的並無二致。倘將C管抽出至某一程度，使通過此管的迂廻路程剛好等於該聲波波長的一半，則在D處相遇而重疊（或干涉）的二聲波就會自行消滅，於是該音就不能聽到。倘再將C管抽得更遠一點，則響度便會漸漸恢復，而在通過C管的迂廻路程剛好等於整個波長或其整數倍的情形下可達到其最高值。

故每當C管的迂廻路程等於半個波長的偶數倍時，我們總會聽到最高的響度；而每當該二分歧聲音的程差等於半個波長的奇數倍時，響度便會消失。我們倘將C管抽出一段a的距離，則通過C管的行程便會增加一段$2a$的距離。假定C管必須抽出一段a的距離，方能使其緊接著產生最高的響度值，則其所用之音的波長λ即等於$2a$。

由此可得一結論，當波長相等及波高相等而波程差等於半個波長之二波列相遇時，則狹義的干涉（即二波列完全歸於消失之現象），一定也會發生。

【邦】（Barn）

在原子核反應中，表示發生核反應的機率是截面（*cross section*），截面的單位就是邦，常以b表之，定義爲

$$1\,b = 10^{-24}\ 厘米^2$$

一毫邦以$1\,mb$表之，即

$$1\,mb \doteq 10^{-27}\ 厘米^2$$

【那維爾、司托克士之流體運動方程式】（Navier-Stokes equation for fluid motion）

$$\rho\frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \eta\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}$$

其中ρ是流體密度，u_i是平行x_i的速度分量，p是壓力，η是流體黏性係數。

【防音】（Sound proof）

隔音（ *sound insulation* ）在建築聲覺上稱為防音。聲音在空氣中傳播遇牆阻擋時，一部分聲能為牆所反射，一部分聲能為牆所吸收，轉變成為熱能而使音的原來作用消失，另一部分的能，在理論上使牆共振而透過，在牆的另一面仍形成此一壓縮波，使聲音可自此室傳至彼室。為防止牆的共振，牆的本身必須十分堅固。換言之，剛性牆壁可防止共振所透過的音波，但剛性物體在傳播音波時較流體傳播得更快，這二種矛盾的因素使防音問題變為複雜。為解決此一問題，在建築上用雙層牆，中間隔有空氣，或者在牆板上放置絕緣物質，稍留空隙，再敷設另一層牆板等方法，以加強防音效果。

【防音室】（ Sound-proof chamber ）

裝有防音設備的屋室稱為防音室。如錄音室和播音室均有此種隔聲裝置。

【防毒面具】（ Respirator ）

遮蓋嘴和鼻的裝置，可以將大氣中有毒的粒子和氣體濾掉。

【防護守則】（ Protective action guide ; 簡稱 P.A.G. ）

當輻射污染事件發生時（如核爆炸等），保證一個人不受其危害之游離輻射的吸收劑量。

【防護測量】（ Protective survey ）

計算在某一特定狀況下，由於放射材料或其他輻射源之生產、使用或存在，因而附帶引起之輻射危害量。

【防護罩】（ Hood ）

一種通常裝有通風設備用以帶走氣體的防護設備，使工作人員得以安全處理那些具有危險性的化學品、生物或放射材料。

八　　畫

【並切】(Parallel cut)

晶體的*Y*切法。

【並矢式】(Dyadic)

爲一運算子，是第二級張量。

【並排范氏加速器】(Parallel Van de Graaff accelerator)

在並排范氏加速器中，粒子可分二次加速，例如加速質子，我們可先加一電子於氫原子，使其成爲帶負電的離子 (*ion*)，如圖8－1所示，經過磁鐵"3"後，此離子由低電壓端加速至正高電壓端"6"，此時離子經一次加速而增大能量。然後移去離子內兩個電子使其成爲帶正電的質子，再經加速管(圖上"7")又加速至負高電壓端。如第一次加速的能量爲5*MeV*(五百萬電子伏特)，二次加速的結果可得能量10*MeV*。加速後的質子經磁鐵"8"轉向，及磁鐵"9"分成三部分質子流束，即可供使用。並排范氏加速器比普通范氏加速器(*Van de Graaff accelerator*)所產生粒子的能量大一倍。

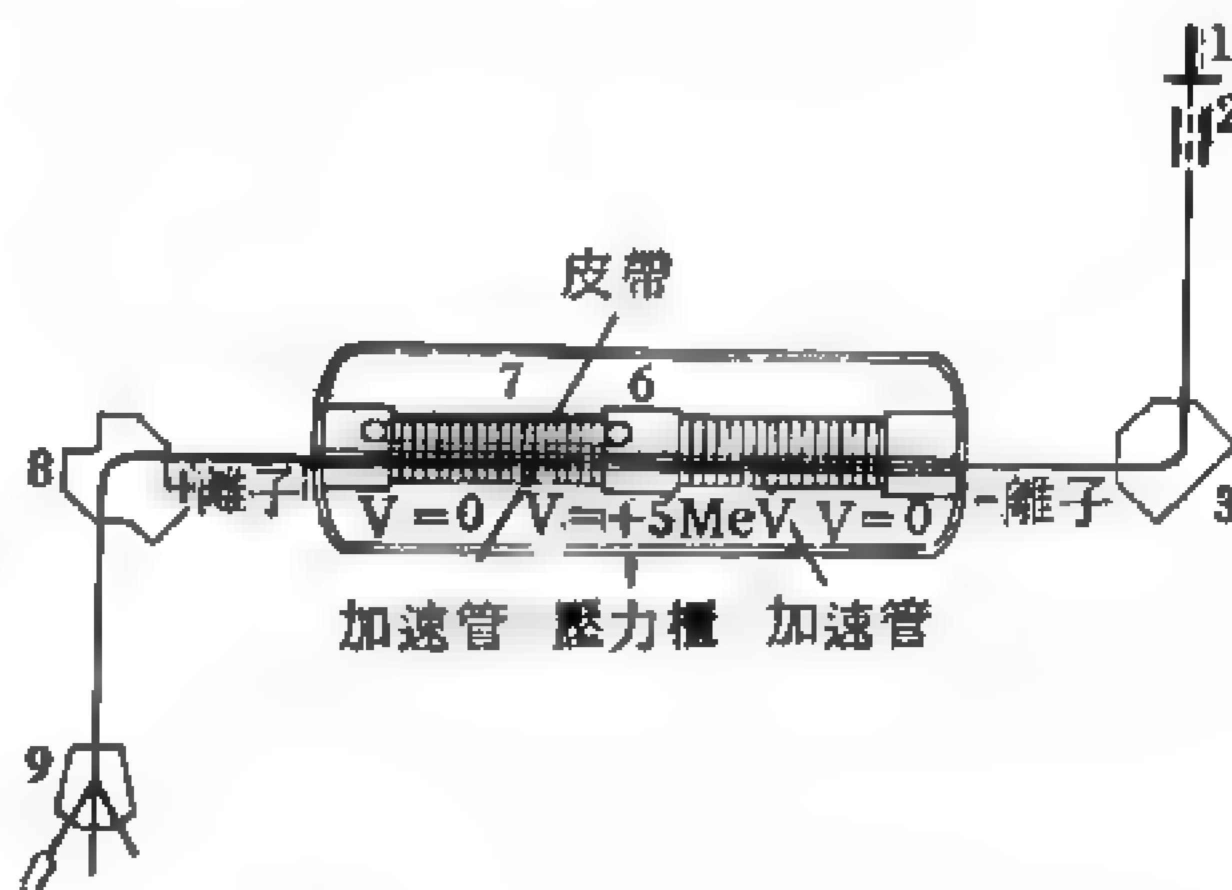


圖8－1　並排范氏加速器

【並聯】(Parallel ; Parallel connection)

幾個導體的正極都接在一起，負極另接在一起，或將電器兩端分別集中連接起來的接法叫並聯，如圖8－2。通常，家庭裏的各種電氣器具

都並聯連接使用。

導體這樣連接起來，使得電流分成數個支流而在所有導體中並行流過。若是數個電阻 R_1、R_2、R_3………等並聯在一起，則整個電路的總電阻 R 將由下式決定：

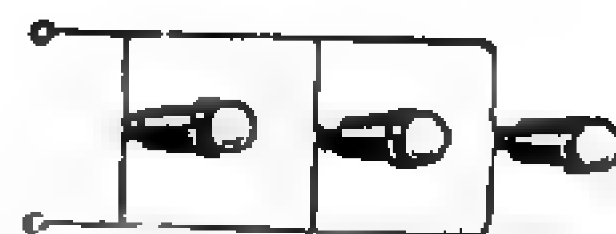


圖 8—2 並聯

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}+\frac{1}{R_3}+\cdots$$

其中 R 爲總電阻；R_1、R_2、R_3爲分電阻。

這時，整個電路的總電阻小於各分路電阻中最小的電阻。而整個電路的總電流則爲各分路電流的和。當數個電容 C_1、C_2、C_3……等並聯時，其總電容爲 $C=C_1+C_2+C_3+\cdots\cdots$。

而在數個電感線圈 L_1、L_2、L_3……等並聯時，其總電感 L（在各個線圈彼此之間沒有互感時）決定於下式：

$$\frac{1}{L}=\frac{1}{L_1}+\frac{1}{L_2}+\frac{1}{L_3}+\cdots\cdots$$

與電阻並聯的情形相似，總電感小於各並聯電感中最小的電感。

【並聯共振】（Parallel resonance）

並聯共振即對並聯振盪迴路供電的電源電路中的電流幅度 I 劇烈減小的現象，它出現在電源頻率與廻路固有振盪頻率相等的時候。這個現象之所以產生，是因爲在並聯共振時，並聯廻路的阻抗（*impedance*）達到了最大值。並聯電容與帶電阻的並聯電感的全部阻抗 Z 決定於阻抗的並聯定律，不過必須考慮到分路電流（*shunt current*）之間的相位移（*phase displacement*）。在 R 與 X_L 相比很小時，即廻路的衰減很小時，Z 可以近似地表示爲：

$$Z=\frac{X_C\,X_L}{\sqrt{(X_C-X_L)^2+R^2}}$$

式中$X_C=\frac{1}{\omega C}$及$X_L=\omega L$分別爲容抗（ *capacitive reactance* ）及感抗（ *inductive reactance* ）。在遠離共振時，X_L和X_C的數值差別很大，因而（X_C-X_L）很大，Z就很小。在共振時，$X_C=X_L$（這在電源電流的角頻率$\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}}$時發生），電路的總阻抗便爲：

$$Z=\frac{X_C\ X_L}{R}=\frac{L}{CR}$$

這時Z達到最大值；廻路的有效電阻R越小，這個最大值就越大。所以在共振時，電源電路中的電流達到最小值，而且R越小，這個最小值也就越小。

如果在廻路上接以既定的電動勢，則共振時，對廻路供電的電源電路中的電流下降到最小值（因爲Z達到最大值），而在廻路的各支路中則流過非常大的電流。換句話說，廻路各支路中的電流（在R很小時）比對廻路供電的電源電路中的電流要大許多倍。

共振時，公共電路中的電流比廻路各支路中的電流要小得多，這是因爲兩個支路的電流幾乎是大小相等而相位相反的，而公共電路中所流通的電流是近似地等於電流I_L和I_C的差值。

上面所說的是電動勢電源內阻與廻路共振阻抗比起來是很小時的情況。如果電源的內阻很大（接近於廻路共振時的阻抗），則全部現象將是另一種樣子。當內阻很大時，公共電路中電流強度在電動勢頻率變化時所發生的變化不如電源內阻很小時那樣劇烈，因爲電流在相當大的程度上是決定於大的電源內阻。但在共振範圍以外，即廻路阻抗很小時，幾乎全部電壓降都是發生在電源的內部（電源幾乎是短路），振盪廻路上的電壓就很小。在共振時，廻路阻抗急遽地上升，電源內部的電壓降減小，廻路上的電壓便很快地增長起來。並聯共振的現象就正是以這個形式而應用於調諧放大器中，因爲電子管（對於屏極電路內的並聯振

邊廻路來說，電子管就是電源）的內阻永遠是很大的。

【並聯共振電路】（ Parallel resonance circuit ）

並聯共振電路含有兩個分路，一個分路是由電容（ C ）所構成，另一分路則由電感（ L ）及電阻（ R ）所構成，如圖 8 — 3。有某一頻率（ f ）的交流電壓（ E ）電源加在共振電路上。在電感（ L ）分路上的電阻（ R ）是永遠存在的，雖然有時並未表示出來，此電阻所代表的是電感線圈及相連導線的電阻。

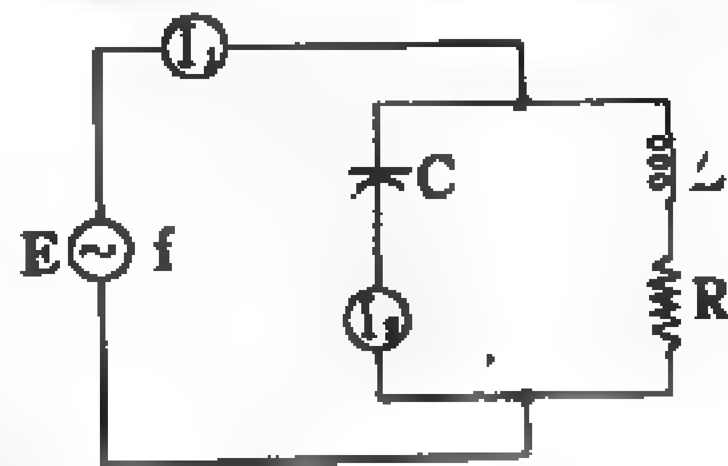


圖 8 — 3　並聯共振電路

由基本電學知道，通過電容器的電流，較加於此電容器的電壓相位超前 90 度；而通過電感器（ L ）的電流則較加於其上電壓之相位滯後 90 度，因此，兩電流反相，有相互抵銷的趨勢。同樣，電感電流經過電感器後所生的電感電壓，也與電容電壓成反相。電感電壓（ E_L ）為電流（ I ）與感抗（ X_L ）的乘積，即 $E_L = IX_L$，感抗則由下式可得

$$X_L = 2\pi f L$$

上式之 f 是電源的頻率；L 是電感，其單位為亨利（ *henry* ）。再者，電容器（ C ）端電壓（ E_C ）則為電流（ I ）與容抗（ X_C ）的乘積，即 $E_C = IX_C$，容抗由下式可得

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C}$$

C 為電容值，其單位為法拉（ *farad* ）。當然電阻之端電壓（ E_R ）由歐姆定律知為電流（ I ）與電阻（ R ）的乘積，而此電壓永遠是與外加電壓同相位。

由以上的關係式比較後知道，感抗（ X_L ）直接隨頻率的增加而增大，而容抗（ X_C ）則與頻率成反比。因此一定有一個能使感抗與容抗相等的頻率存在，並且在此頻率時，感抗與容抗的值相等。流經電容及

電感的兩電流又正好反相。所以只要外加電源的頻率正可使感抗與容抗相等，則兩分路的電流必反相而相互抵銷（在此情況下，只有很小的電流流經電阻），當然兩電流是互成反相的。再者，此時外電路電源的輸出電流爲最小（見圖8－4）。

能使並聯電路兩分路的容抗與感抗相等，而外線電流又爲最小值時的頻率，就是並聯共振頻率。就一般而言，以上所談並聯共振頻率發生的兩個條件，只有在電阻非常小的情形下才能同時存在。

依照定義，在共振時，感抗等於容抗，即

$$X_L = X_C$$

因此

$$2\pi f L = \frac{1}{2\pi f C}$$

所以共振頻率爲

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

雖然在圖8－3的外線電流（I_1），在電路發生共振時，其値非常小，但沿兩分路流的電流（圖8－3的電流I_2）則非常的大，就事實上來說，分路電流可比外線電流大數百倍。從圖8－4得知，在共振時外線電流爲最小，但當頻率大於或低於共振頻率時，外線電流都開始增大。並聯共振電路的阻抗是外加電壓與外線電流的比（$E／I_1$），因爲在共振時之外線電流爲最小，所以阻抗則爲最大。關於共振時的阻抗曲線則如圖8－5中，當共振時，阻抗達一最高峯。

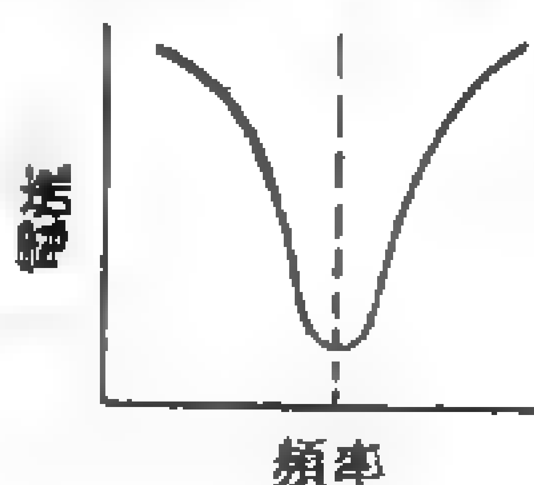


圖8－4

並聯共振電路線電流與頻率間的關係

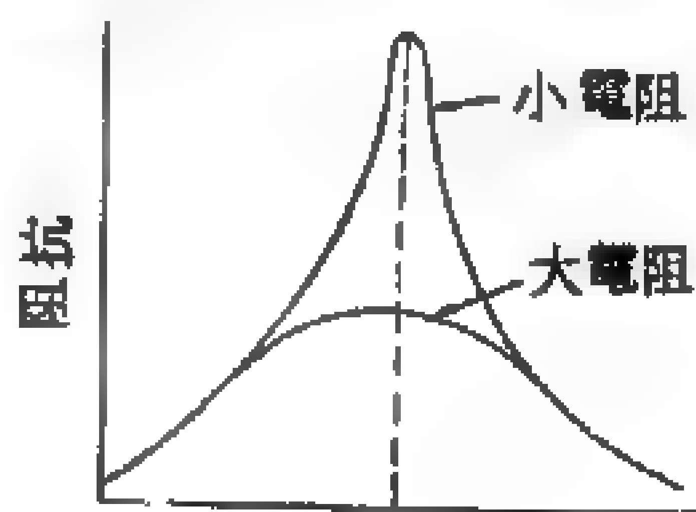


圖8－5

並聯共振電路的阻抗曲線

抗阻比（Q因數）當頻率大於或小於共振頻率時，阻抗急速的減小。同時，共振電路的電阻越大，則共振時阻抗曲線的峯値也就越低。這是由於較大的電阻消耗較多的功率，及引起較大的外線電流的事實所致。爲提供必須的選擇性，並排除不必要的其他頻率，儘可能的使共振曲線越尖銳越好。圖8－4及圖8－5兩曲線的尖銳程度，完全取決於抗阻比的大小。抗阻比是，在共振頻率時的感抗（或容抗）與電路總電阻的比，其數學式如下

$$Q=\frac{X_L}{R}=\frac{2\pi fL}{R}\text{或}Q=\frac{X_C}{R}=\frac{1}{2\pi fCR}$$

因爲在共振頻率時，$X_L=X_C$，所以由上列兩式所得抗阻比的結果相同。

抗阻比也是共振電路所存在的無效功率（*reactive power*）與電阻所消耗有效功率（*actual power*）之比。抗阻比高，表示在頻率一週內，電路所存的能量比電路電阻所消耗的能量大。因此抗阻比越高，效率也越大。

關於並聯共振電路的特性，也可從抗阻比估計出。並聯電路的抗阻比高，表示共振時的阻抗大，分路的電流（圖8－3的I_s）則小。

【並聯補償】（Parallel compensation）

如果電阻耦合放大器（見圖8－6）的屏極負載電阻（R_L）串聯一小的電感器（L_1），就可使放大器的高頻率響應得到很顯明的增進。由於電感器（L_1）在高頻率時所產生之電抗（*reactance*）很大，正可補償由電子管及電路總電容（C_{Tot}），所引起頻率響應的下降。因此，此種電感器的安排，稱爲並聯補償，或稱分路升高（*shunt peaking*）作用。

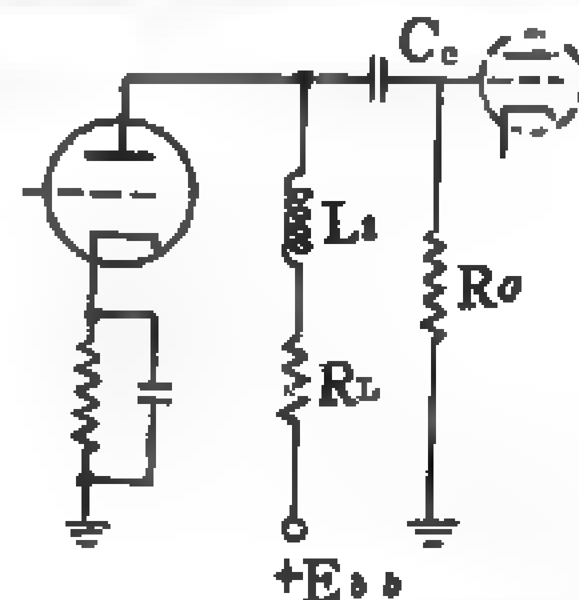


圖8－6　並聯補償

【並聯電壓】(Parallel voltage)

當各電池或蓄電池並聯時，聯結所得的總電壓，和各單獨電池的電壓相同。

但只有電壓相等的電池或蓄電池，才可以並聯。否則，較高電壓將引發一電流通過電壓較低之電池，而促使後者分解。

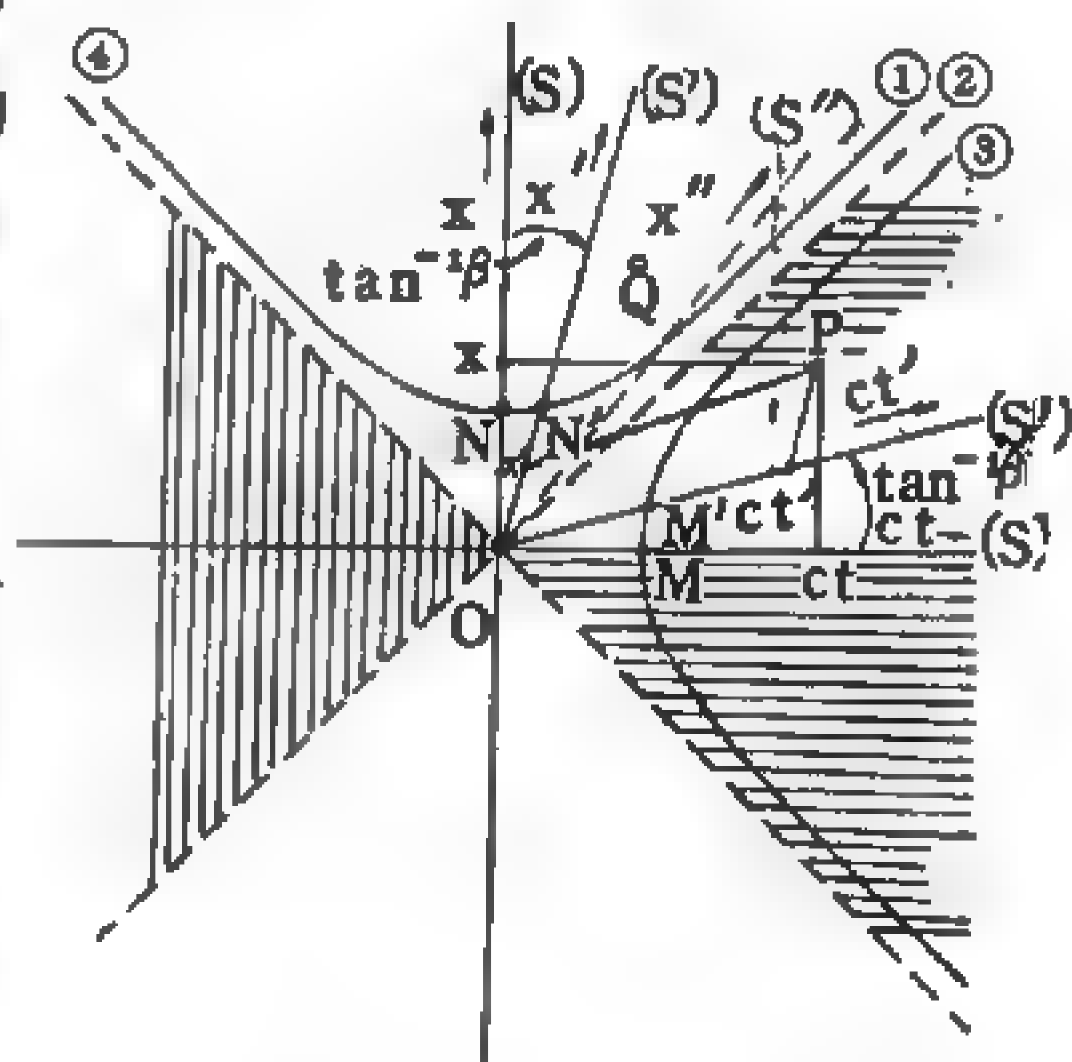
【並饋】(Parallel feed)

即是並聯饋電式，將電源、負荷及電子管三者並聯接成者。

【事件】(Event)

一種發生、現象或是過程的複合，佔有四維時空空間上的一限定位置者稱為事件。在四維時空空間上可以一點表示事件的何時及何處，x、y、z 坐標是表位置，t 表時間。事件是相對論上很重要的基本概念，因所有的物理量度，事實上就是事件發生間關係的觀察。

作圖上常以一空間軸 x 和一時間軸 t 的簡化式代表四維時空空間上的一坐標系，此坐標系上的一點就是事件。一事件在此四維空間又稱為世界點(*world-point*)。而一連串的世界點成一世界線(*world-line*)。一世界點 P 在時空空間中兩坐標系 S 和 S' 上的關係如圖 8 — 7 所示。



①$x^2-c^2t^2=1$ ②$x-ct=0$

③$x^2-c^2t^2=-1$ ④$x+ct=0$

圖 8 — 7

在 S 坐標系中，OM 為時間軸 ct 的單位，ON 為空間軸 x 的單位；在 S' 坐標系中，OM' 為 ct' 的單位，ON' 為 x' 的單位。x、t 和 x'、t' 的關係如圖 8 — 7 所示，有羅倫茲變換 (*Lorentz transformation*)

關係，即

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(x' + vt')$$

$$ct = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(ct' + \beta x')$$

線 $x \pm ct$ 分圖爲空白及畫線二區域，空白區域稱爲空間性區域（*spatial region*），另一區域稱時間性區域（*temporal region*），分界線本身稱爲光錐（*light cone*）。空間性區域上兩事件在時間的先後上，並沒有絕對的次序。

【亞可比行列式】（Jacobian determinant）

在空間中有任意兩坐標系 A 及 B，若坐標系 B 可由坐標系 A 藉著某種變換而來，則其逆變換是否可行？即從 B 能否變換到 A？亞可比行列式即決定此逆變換的可行性。

現在以二維空間爲例，設 A 坐標系的坐標爲（x，y），B 坐標系爲（u，v），由 A 變換到 B 時，由下式表示

$$\begin{cases} u = f(x, y) \\ v = g(x, y) \end{cases}$$

定義亞可比行列式爲：

$$J \equiv \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial g}{\partial x} & \frac{\partial g}{\partial y} \end{vmatrix}$$

而逆變換可行的條件爲 $J \neq 0$，n 維空間的變換亦可由此定義推廣。

【亞可比恆等式】（Jacobian identity）

在古典力學或量子力學中，循環使用對易關係可得恆等式

$$[u, [v, w]] + [v, [w, u]] + [w, [u, v]] = 0$$

這是亞可比恆等式。

在古典力學中，對易式的定義是

$$[u, v] \equiv \sum_{j=1}^{n} \left(\frac{\partial u}{\partial q_j}\frac{\partial v}{\partial p_j} - \frac{\partial u}{\partial p_j}\frac{\partial v}{\partial q_j}\right)$$

式中 p_j 、q_j 是正則變數，u 和 v 則是 p_j 和 q_j 的函數。設以符號 D_u 代表

$$D_u = \sum_{j=1}^{n} \left(\frac{\partial u}{\partial q_j}\frac{\partial}{\partial p_j} - \frac{\partial u}{\partial p_j}\frac{\partial}{\partial q_j}\right)$$

則 $[u, [v, w]] \equiv D_u D_v w$

由簡單的計算，顯然亞可比恆等式成立。

在量子力學中，則以線性算符 A 、B 及 C 代替 u 、v 及 w ，對易式定義爲

$$[A, B] \equiv AB - BA$$

由此關係，即可證明亞可比恆等式

$$[A, [B, C]] + [B, [C, A]] + [C, [A, B]] = 0$$

【亞弗加厥】(Amedeo Avogadro 1776—1856)

義大利物理學家，生於杜林(*Turin*)。1811年倡議他的著名假說，即現在的亞弗加厥定律。謂所有同體積的氣體，在相同溫度和壓力下，含有同數的分子。此定律對道爾頓(*Dalton*)原子學說中的缺陷得以補正，使其更爲完美。亞弗加厥將原子與分子予以區別，並使能正確求得原子量的表。

【亞弗加厥定律】(Avogadro's law)

1811年義大利物理學家亞弗加厥(*Amedeo Avogadro*)提出亞弗加厥假說(*Avogadro's hypothesis*)，謂在同溫同壓下，同體積之一切氣體，皆含有同數之分子。惟此假說經各方面實驗，證明爲眞，故改稱爲定律。

【亞弗加厥常數】(Avogadro's constant)

根據亞弗加厥定律，一克分子之氣體，無論在何種狀態，皆含有同數之分子，此分子數目爲 6.025×10^{23}，稱爲亞弗加厥常數。

亞弗加厥常數的測定，可用已知波長的X射線決定晶體格子的面間距離。從而計算其體積。則晶體一摩爾所佔體積被一個分子所佔體積相除，亞弗加厥常數即可被求出。

【亞耳芬】(Hannes Alfvén 1908-)

生於瑞典諾哥爾坪 (*Norrkoping*)，1934 年獲烏普沙拉大學博士，1940 年任皇家研究院教授，1967 年起兼任加州大學教授。對離子體物理、太空物理及天文物理有很大的貢獻。1970 年獲諾貝爾物理學獎，成爲第一位得獎的太空物理學家。早期的工作大都未引起興趣和重視，因此許多論文只好登在一些偏僻的期刊上，而且他的一些觀念也不容於當時一些太空物理學的大師們。早在 1930年代就提出星雲內有磁場存在，宇宙射線在星雲內受磁場影響作螺旋狀運動。1939 年提出磁爆和極光的理論，對近代磁圈 (*magnetosphere* ，指包含地球磁場的區域) 的理論影響很大，但投稿於權威雜誌時卻被退稿。又發現磁通量凍結原理，即離子體流動時，磁通量隨之流動，這原理在太空物理學上的應用很廣。1942 年研究太陽黑子時發現亞耳芬波，1942 年發表於科學期刊"自然" (*Nature*) 上，但多年未受重視。六年後訪美演講這個題目，得物理界大師費米贊同，才聲譽鵲起。

【亞耳芬波】(Alfven wave)

導電的流體中有強磁場時所有的一種低頻率電磁波。1942 年首先由亞耳芬在對太陽黑子的研究中導出，他以爲黑子是存在於太陽中的異常磁場。太陽內部是極良好的導電體，這些異常磁場是由某種電流產生，而這些電流又源於帶電粒子的運動。電流在磁場中運動時會受到力，迫使電流 (磁場亦隨之) 產生運動。亞耳芬先由物理觀點推論有一種波

存在，可在良好的導體中（如太陽內部的電離氣體）傳播。接著又由數學上導出同樣的結果。

當完全導電不可壓縮的流體置在磁場中，若在某處使流體垂直於磁場方向有一小速度，電流和磁力的作用使流體回至原來的位置，而流體的慣性卻會使其衝過平衡位置而有反方向相似的回復力，流體因之對平衡位置振盪，波也就從擾動處沿磁場向兩方傳播，很像在繩上進行的波。事實上，磁力線也像繩波一樣振盪，亞耳芬波是橫波，即流體運動的方向與傳播方向垂直，而普通的聲波則是縱波，即流體運動沿著傳播的方向。

【亞耳芬、馬赫數】（Alfvén - Mach number）

磁性流體中某處的流速與該處的亞耳芬速率之比。此數和普通的馬赫數（*Mach number*）類似，在討論關於磁性流體力學的震波時此數很重要。

【亞耳芬速率】（Alfven speed）

亞耳芬波沿磁場進行時的速率。對於一個完全導電性的流體，如其平均密度是每立方米一仟克，則其在一萬高斯磁場中的亞耳芬速率約爲每秒一仟米，而普通的聲波在空氣中的速率約爲每秒三百米。

【亞亞線】（IAIA）

銅鎳合金線。

【來曼系】（Lyman series）

氫原子受激後，即位於受激態，受激態的氫原子的外層電子於返回到較低能態時，即放出能量，而發射光譜，因其終態的不同，形成若干譜線系。來曼系譜線，是由於氫原子外層軌道（$n_1 > 1$）的電子躍遷到最內層軌道（$n = 1$）所產生的，此系光譜線的波數表之如下：

$$\bar{\nu} = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)$$

$n_1 = 2, 3, 4, \cdots$

來曼系的各光譜線其波長均在紫外光區。圖8—8是氫的光譜，圖示來曼、巴耳麥及帕申三系譜線。

參閱“氫原子之光譜（*Line spectrum hydrogen atom*）”條。

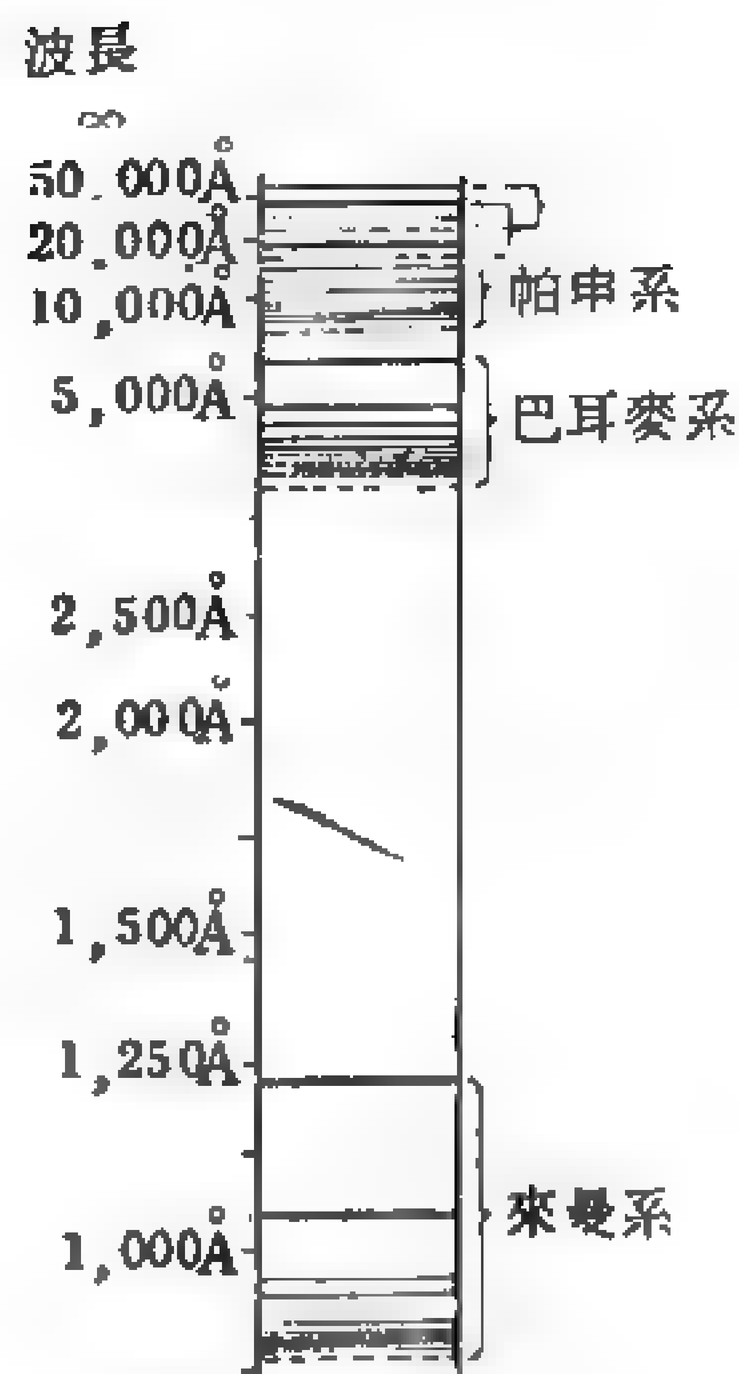


圖8—8

【來復電路】(Reflex circuit)

又稱回復電路，以同一個電子管同時放大高頻和低頻振盪的電路。爲了進行兩種頻率的放大，便將兩種振盪都加到電子管的柵極；而在屏極電路中則接入兩個屏極負荷，其中一個對高頻振盪呈現較大的阻抗，另一個則對低頻振盪呈現較大的阻抗。這樣一來，不同的振盪在屏極電路中便又重新分開了。在來復電路中必須採用去耦濾波器以阻止某一頻率的電流進入另一頻率的電路。利用來復電路，可以減少接收機內電子管的數目。

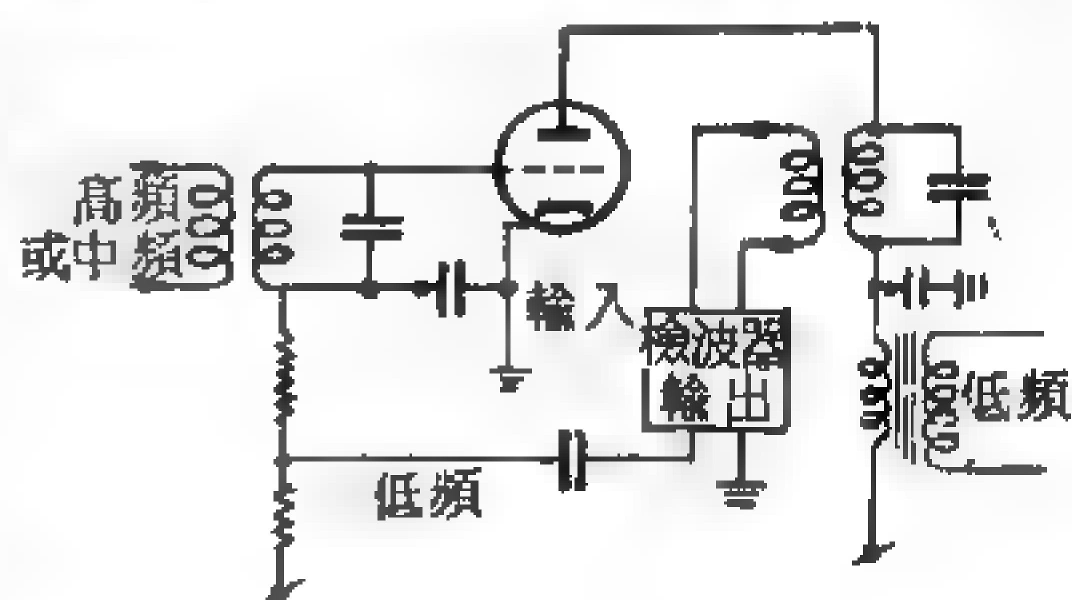


圖8—9　來復電路

來復電路不僅用在直接放大式的接收機內，同時也用在超外差式接收機內，在後面一種情況裏，是用同一個電子管來放大中頻和低頻。

【來頓瓶】(Leyden jar)

來頓瓶是在1745年由克來斯特（*E．J．Von Kleist*）所發明，1788年推廣於荷蘭之來頓城，故而得名。

來頓瓶是最簡單的電容器，如圖8—10。來頓瓶的主要部分爲一玻瓶，瓶的內外面下部，各貼錫箔，內層錫箔由金屬鏈通瓦瓶口外面的小球，外層錫箔則連於地，如將起電機的一極接於球上，即可蓄積多量的電，稱爲電容器的灌電。這種電容器的電容很低，但所能承受的電壓卻很高。

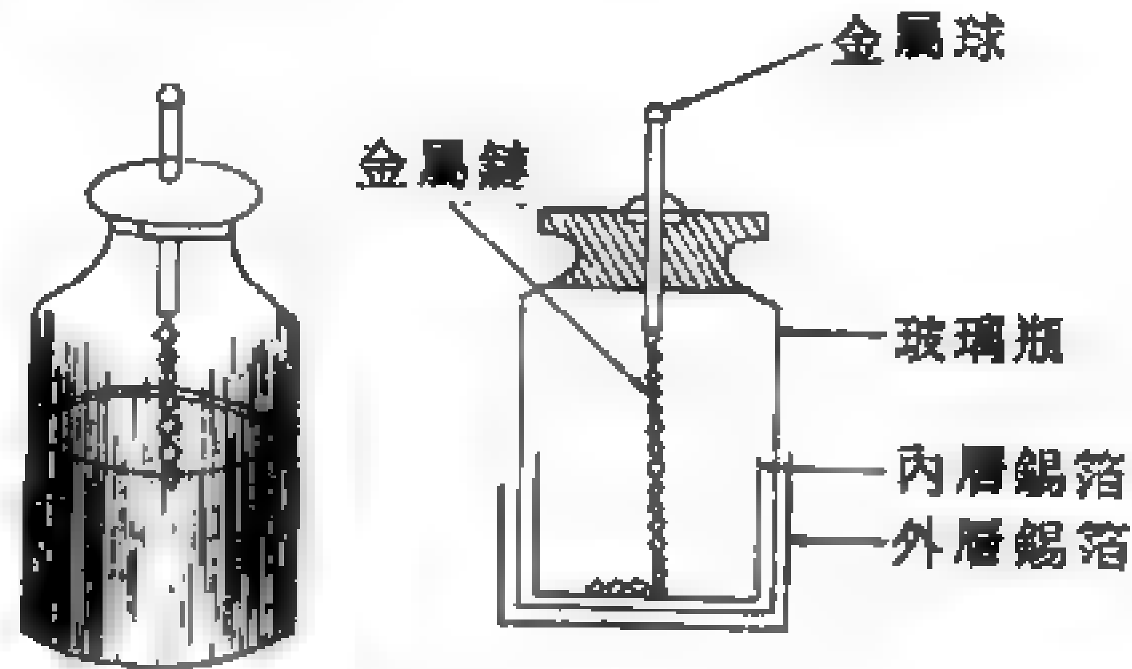


圖8—10

若將放電叉（*discharge tongs*）的一球，與充電的來頓瓶外面錫箔接觸，另一球移近瓶上的金屬球，到相當的距離時，即有火花生於空隙間，同時發生爆聲。這種現象稱爲火花放電（*spark discharge*）。兩帶電體因放電而失去所帶的電的作用，稱爲電的中和或簡稱中和（*neutralization*）。

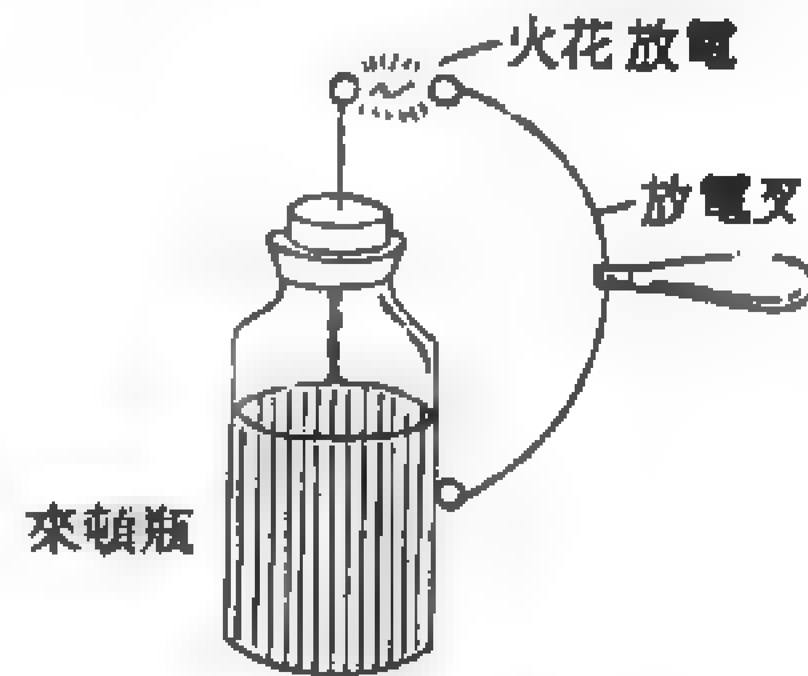


圖8—11　來頓瓶放電

【來頓電池組】（Leyden battery）

取來頓瓶數個，外部與外部，內部與內部，各互相連結，且連外部於地，使可蓄積多量電者，謂之來頓電池組。

【供熱反應器】（Process heat reactor）

一種可供應某種工業製造過程所需熱能的反應器。

【侖琴】（Wilhelm Konrad Roentgen 1845—1923）

1845年三月二十七日生於德國列尼普（*Lennep*）〔今改名勒姆什

特（*Remscheid*），1895年在荷蘭及瑞士受教育。二十五歲時任德國烏玆堡（*Würzburg*）大學物理實驗室助教，開始科學研究生涯，二十五年期中先後任教於法國東北史特拉斯堡（*Strasburg*）大學，後轉荷罕黑姆（*Hohenheim*）大學，又返回史特拉斯堡，赴吉森（*Giessen*）大學，最後回到烏玆堡大學。在烏玆堡大學發現X射線，因而獲1896年英國皇家學會冉福得（*Rumford*）獎章，及1901年第一屆諾貝爾物理學獎。當時實驗家用克汝克士管（抽眞空的玻璃管，可供電流通過）做實驗時，發現置於管旁的照相底片會感光。倫琴研究這種現象時，用黑紙密封眞空管，發現通電時附近的螢光物質會發亮，他將這種看不見的射線（由管內射到螢光物上）稱為X射線，並發現它能穿透肌肉但不能通過骨骼，並拍下自己手掌的X光照片。1923年二月十日逝於慕尼黑。

放射作用時，離子化數量上的大小是看放射源的強弱和接受放射作用時間的長短而定。為了便利計算同時紀念倫琴，便訂出一個反射作用離子化能力的標準單位倫琴（簡寫r）。它的物理意義為假使有一個加瑪射線（γ - *ray*，一種電磁波源），放置在空氣中，這加瑪射線可以看成由光子組成（想像裏，電磁波是由一粒粒的光子組成）。在某種或然率之下，一粒光子打進一顆空氣分子內，擊出了一個帶負電的電子，於是這顆空氣分子便被離子化為正離子了。那被擊走的電子繼續在其他空氣分子裏橫衝直撞，也會擊出其他空氣分子中的電子，直到本身的動能消耗殆盡，被其他空氣分子捕捉，形成帶負電的離子。由於空氣分子通常是中性，所以打出一個電子，便會產生一陰一陽二個離子，我們就稱這為“離子偶”（*ion_pair*）。如果我們能算出每立方厘米的空氣裏，有多少電子被打擊出來，我們便知道這一立方厘米的空氣裏，有多少個離子偶存在。如果在這一立方厘米裏，有2.08×10^9個離子偶，我們就叫這個加瑪放射量為一個倫琴，若有$2 \times 2.08 \times 10^9$個離子偶

，便是兩個侖琴了。通常我們卻採用另一種算法，要算出所產生負電量的總數。因爲每一個電子的帶電量是負的4.8×10^{-10} *e.s.u.*(*e.s.u.*爲靜電單位），於是2.08×10^{9}個離子偶便帶有（2.08×10^{9}）×（4.8×10^{-10})，亦即是 1 *e.s.u.*的負電以及 1 *e.s.u.*的正電，因此，我們便得出一個侖琴的文字上的定義：

1 侖琴 ＝在標準狀況（760*mmHg*，1 *ATP*）下，某放射源的能力，能夠使一立方厘米乾燥空氣產生帶有1 *e.s.u.*負電和正電的離子羣。（*ATP*是標準大氣壓力，*Hg* 係指水銀柱）

或是不受溫度和壓力的影響，可定義爲：

1 侖琴 ＝某一放射強度，能夠使得 0.001293克的空氣離子化，而使此質量的空氣產生帶有 1 *e.s.u.* 的正電和同量負電的離子羣。

【侖敦】（Fritz London 1900—1954）

德籍猶太人，歸化美國，是研究溫度在絕對零度附近時超導性現象的權威，對液態氦有深刻研究。生於*Breslau*，1921年慕尼黑大學博士，年僅二十一歲。先後赴哥丁根大學深造隨波恩及慕尼黑大學隨左末菲研究，1927 年獲洛克斐勒基金獎助赴蘇黎世從薛丁格研究，和黑特勒(*Heitler*)以量子力學說明化學鍵的構造，爲量子化學的創始者。1928至 1933年在柏林，被納粹逐出後去牛津（1933—1936）及巴黎（1936—1939），最後在美國杜克（*Duke*）大學定居至 1954 年三月二十日逝世。1953 年獲荷蘭皇家科學院羅倫茲獎章。

【侖敦力】（London force）

由於二原子或分子的電子雲相互的擾動而產生的力。

【侖敦方程式】（London equation）

超導體中，永久電流的存在表示電阻率等於零。運動方程式可寫爲

$$\frac{m\,d\vec{v}}{dt}=-e\vec{E}$$ （E是運動系統內所測得的電場）

電流密度為 $\vec{j} = -ne\vec{v}$，n 是單位體積內所含的電子數，可得

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{ne^2}{m}\vec{E} \qquad (1)$$

上式兩邊取旋度，利用 $\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{H}}/c$ 的關係，得

$$\nabla \times \left(\Lambda \frac{d\vec{j}}{dt}\right) = -\frac{1}{c}\dot{\vec{H}} \qquad \Lambda = \frac{m}{ne^2}$$

因為 $\quad \nabla \times \dot{\vec{H}} = 4\pi \dot{\vec{j}}/c$

故 $\quad \nabla \times \left(\Lambda \frac{d\vec{j}}{dt}\right) = \frac{c}{4\pi} \nabla \times (\nabla \times \Lambda \dot{\vec{H}}) = -\frac{1}{c}\dot{\vec{H}}$

即 $\quad \frac{\Lambda c^2}{4\pi} \nabla^2 \dot{\vec{H}} = \dot{\vec{H}}$

故 $$\frac{c^2}{4\pi}\nabla^2(\vec{H} - \vec{H}_0) = \vec{H} - \vec{H}_0 \qquad (2)$$

$\vec{H}_0$ 是在 $T = 0$ 時的磁場。上式容許任意磁場 $\vec{H}_0$ 的存在，可是邁斯納效應 (*Meissner effect*)不容許超導體中有凍結的磁場，(2)式顯然與事實不合。因此侖敦假設超導體必須適合下式

$$c\nabla \times \left(\frac{m\vec{j}}{ne^2}\right) = -\vec{H}$$

定義 $\nabla \times \vec{A} = \vec{H}$，則得

$$\vec{j}(\vec{r}) = -\frac{ne^2}{mc}\vec{A} \qquad (3)$$

(3) 式叫做侖敦方程式。有時 (1)、(3)兩式合稱為侖敦方程式。

取 $4\pi\vec{j}/c = \nabla \times \vec{H}$ 兩邊的旋度，利用

$$c\,\nabla \times (m\vec{j}/ne^2) = -\vec{H}$$

得 $$\frac{mc^2}{4\pi ne^2}\nabla^2 \vec{H} = \vec{H}$$

這式不容許有不變磁場，因此與事實相合。

侖敦方程式可用量子力學導出。在磁場中，動能的算符是

$$\frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla+\frac{e}{c}\vec{A}\right)^2$$

其與磁場等於零的動能差是

$$\phi^*\left\{\frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla+\frac{e\vec{A}}{c}\right)^2-\left(\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\right)\right\}\phi=-\frac{1}{c}\vec{j}(\vec{r})\cdot\vec{A}(\vec{r})$$

右端是古典電磁學中單位體積電流所帶的能量。

若將上式對$\vec{A}(\vec{r})$取偏微分，可得

$$\vec{j}(\vec{r})=\frac{-e\hbar}{2mi}(\phi^*\nabla\phi-\phi\nabla\phi^*)-\frac{e^2}{mc}\phi\phi^*\vec{A}$$

右端第一項是在磁場等於零時的電流密度。在普通金屬內，兩項幾乎完全相消；在超導體中，ϕ往往具有剛性，不受外加磁場的影響，$\phi=\phi_0$，ϕ_0是無磁場時的波函數。因

$$\vec{j}_0=\frac{-e\hbar}{2mi}(\phi_0^*\nabla\phi_0-\phi_0\nabla\phi_0^*)=0$$

故 $$\vec{j}(\vec{r})=-\frac{e^2}{mc}\phi\phi^*\vec{A}=-\frac{e^2n}{mc}\vec{A}(\vec{r})$$

上式即是所求的侖敦方程式。

【侖敦交互作用】(London interaction)

又稱爲范得瓦(*Van der Waals*)交互作用或起伏雙極交互作用，是惰性氣體晶體以及很多有機分子晶體中的主要作用。

兩個相距爲R的惰性氣體原子，若電子分佈是剛性的，則兩原子間不會有作用力，也就不會形成晶體。可是由於電子是繞原子核運轉的，就古典方面而言，在某一瞬間原子總會有些電雙極，設其大小是P_1。這瞬時電雙極在另一原子處產生電場$E=2P_1/R^3$（設P_1、P_2是直線排列），這電場感應而生一瞬時電雙極$P_2=\alpha E=2\alpha P_1/R^3$，$\alpha$是

電子極化強度。這兩個電雙極相互作用的位能是

$$U(R)=-\frac{2P_1P_2}{R^3}=-\frac{4\alpha P_1^2}{R^6}$$

式中$\alpha\sim r_0^3$，$P_1\sim er_0$，r_0是原子半徑，e是電子的電荷。故

$$U\simeq-\frac{4e^2r_0^5}{R^6}\simeq\frac{-4\times(5\times10^{-10})^2(1\times10^{-8})^5}{R^6}\simeq-\frac{10^{-58}}{R^6}\text{爾格}$$

R以厘米為單位。$U=-C/R^6$就是倫敦交互作用。若取C為10^{-58}爾格厘米^6，$R=4\,\mathring{A}$則$U\simeq10^{-58}/4\times10^{-45}$爾格$\simeq2\times10^{-14}$爾格$\simeq100°K$，這相當於惰性氣體的熔點。

【倫敦偶極子理論】(London dipole theory)

以分子的瞬時偶極矩的作用力來說明分子之間的吸引力。

【倫敦滲入深度】(London penetration depth)

由馬克士威方程式(*Maxwell's equation*) $4\pi\vec{j}/c=\nabla\times\vec{H}$，兩邊取其旋度，得

$$\nabla\times\frac{4\pi\vec{j}}{c}=-\nabla^2\vec{H}$$

以 $$c\,\nabla\times(m\vec{j}/ne^2)=-\vec{H}$$

代入得 $$\frac{mc^2}{4\pi ne^2}\nabla^2\vec{H}=\vec{H}$$

若$\vec{H}$以$\vec{H}_0\exp(-x/\lambda_L)$代之，即得

$$\lambda_L=\left(\frac{mc^2}{4\pi ne^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

n為單位體積中的超導電子數。λ_L叫做倫敦滲入深度，它是磁場在超導體中，強度降為$1/e$所經的深度。典型的λ_L值大約是500 $\mathring{A}$。

若一片薄膜深度小於λ_L，磁場可以貫穿薄膜，邁斯納效應(*Meissner effect*)則不存在。

【兩性離子】(Zwitterion)

兼有陽性電荷與陰性電荷的離子。

【兩面自動翻片機】(Both sides automatic changer)

在未選換另一唱片前，能將每片兩面自動翻換者。

【兩粒子交互作用】(Two-particle interaction)

在原子核物理學中對原子核交互作用 (*nuclear interaction*) V ，常僅考慮兩核子之間的交互作用 $v(r_{ij})$ ，即

$$V=\sum_{i\neq j} v(r_{ij})$$

而不計三粒子以上的交互作用 $v(r_i, r_j, r_k)$ ，因實驗上發現此作用並不重要。

如以 r_i 及 r_j 分別表示兩核子對原子核心的坐標，則兩粒子交互作用可展開為

$$v(r_{ij})=\sum_{l} v_l(r_i, r_j)P_l(\cos\theta_{ij})$$

式中 $P_l(\cos\theta_{ij})$ 為勒壤得多項式 (*Legendre polynomials*) ，表示核作用的角度相關情形。式中 $l=0$ 項為球形對稱，其作用相當於一般軌道模型中對球形原子核所設的平均力場；較高次 l 項表示其他剩餘交互作用 (*residual interaction*) 。其中 $l=1$ 項的作用相當於對核質量中心的移動，僅影響極高能階，故不予考慮。 $l=2$ 項即所謂 P_2 力，其作用對非球形原子核的集體效應甚為重要，因考慮此項作用可說明非球形原子核的形變及具有甚大值的電四極矩等。 $l\geq 3$ 項表示短程的剩餘交互作用，其中最重要的為成對作用 (*pairing interaction*) 。實驗上發現偶原子核基態自旋 J 幾乎全是 $J=0$ ，這表示原子核中核子趨向於結對成偶，即兩核子間有甚大的成對力 (*pairing force*) ，使單一核子與另一核子在同一軌道上耦合而成 $J=0$ 的狀態。近年來在原子核理論上的計算，常以成對力視為上述核力中的近似剩餘交互作用

。

【兩極性擴散】(Ambipolar diffusion)

在電漿中帶電粒子的一種擴散作用。

【兩簡諧運動之正交】(Orthogonality of two S.H.M.)

當一質點在互相垂直的兩個方向同時作簡諧運動(*simple harmonic motion*)，這時候質點的運動不再是只限制在一直線上，它可以在這兩個垂線所構成的平面上活動。首先，我們假定這兩個簡諧運動的頻率相等。

以 x 方向的起始相位為準，兩簡諧運動分別為

$$x = A\cos\omega t \qquad (1)$$

$$y = B\cos(\omega t + \delta) \qquad (2)$$

質點在 XY 平面上的軌跡限制在 $x = \pm A$，$y = \pm B$ 的矩形內。合位移 (*composition of displacement*) 的軌跡主要還是決定在兩簡諧運動的相位差 δ 上。

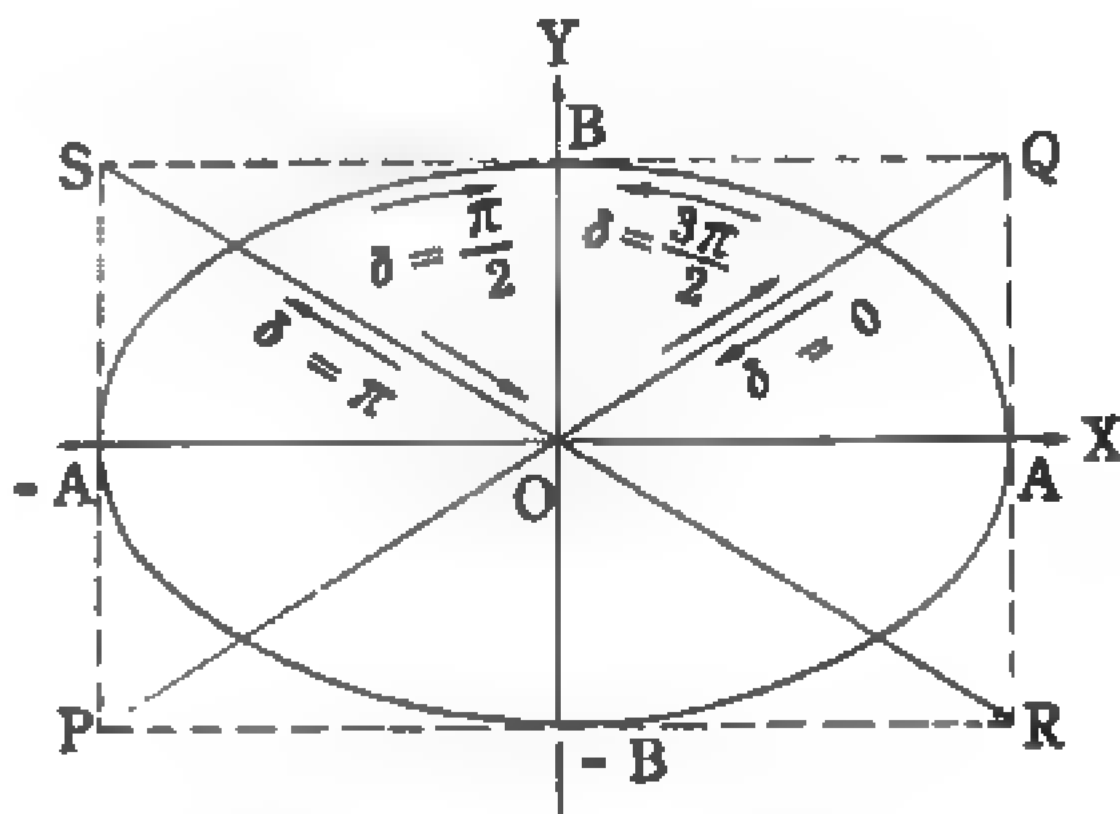


圖 8 — 12

兩同頻正交簡諧運動的疊合，合位移的軌跡決定於兩振幅的大小和相位差，圖中假定 A ≒ B

1. x 和 y 同相，即 $\delta = 0$，$y = B\cos\omega t$，X、Y 兩方向的位移有一致的步伐。消去 t，即得

$$y = \left(\frac{B}{A}\right)x$$

因此，質點的軌跡是一條跨越第一和第三象限的直線 (見圖 8 — 12)。

2. x 和 y 異相，即 $\delta = \pi$，$y = -B\cos\omega t$，X、Y 兩方向的位移步伐相反；當 x 在正向有最大位移時，y 在負向有最大的位移。消去

，得

$$y = -\left(\frac{B}{A}\right)x$$

因此，質點的軌跡是一條跨越第二和第四象限的直線。故可得一結論：當同頻率正交兩簡諧運動剛好同相或剛好異相時，干涉的結果造成線型的偏振（ *rectilinear polarization* ）。

3. x 和 y 差一刻相位，即 $\delta = \pi/2$，$y = -B\sin\omega t$，當 x 達到極大值時，y 降到零，消去 t 後的軌跡方程式為

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1$$

因此，質點的軌跡是一個橢圓。兩主軸分別落在兩坐標軸上。並且，質點沿軌跡的移動是順時針的。這可從圖 8—12 中，質點在 A 時的速度推出來。在 A 點的 $x = A$，表示 $\cos\omega t = 1$。這時候，質點只有 Y 方向的速度 $\dot{y} = -B\omega\cos\omega t = -B\omega$。負號表示質點在 A 的速度向下（ $-Y$ 的方向 ），所以質點依順時針的方向旋轉。

如果是 y 比 x 慢一刻相位，即 $\delta = -\pi/2$，$y = B\sin\omega t$，消去 t 後所得的方程式和上式完全一樣。但是質點沿橢圓軌跡的移動是逆時針的。又如果兩方向的振幅相等 $A = B$，質點的軌跡就變成圓了。又可得一結論：當同頻率正交兩簡諧運動相差一刻相位時，干涉的結果造成橢圓（或圓）偏振（ *elliptical or circular polarization* ）。

4. x 和 y 的相位差，不剛好是上述幾個特殊的值。我們同樣的可以把(1)、(2)兩式中的 t 消去，來找軌跡方程式，所得的軌跡也是一個橢圓。橢圓的形狀和軸的偏向，決定於 $\frac{B}{A}$ 的比值和 x，y 的相位差 δ。實際上，前面所得到的直線和圓，都是橢圓的極限結果。圖 8—13 是各個相位差 δ 下的質點軌跡。當 $0 < \delta < \pi$ 時，質點的移動是順時針的。反之，當 $\pi < \delta < 2\pi$（注意 $\delta = \pi + \varphi$ 的結果和 $\delta = -\varphi$ 的結果相同）時，

質點的移動是逆時針的。

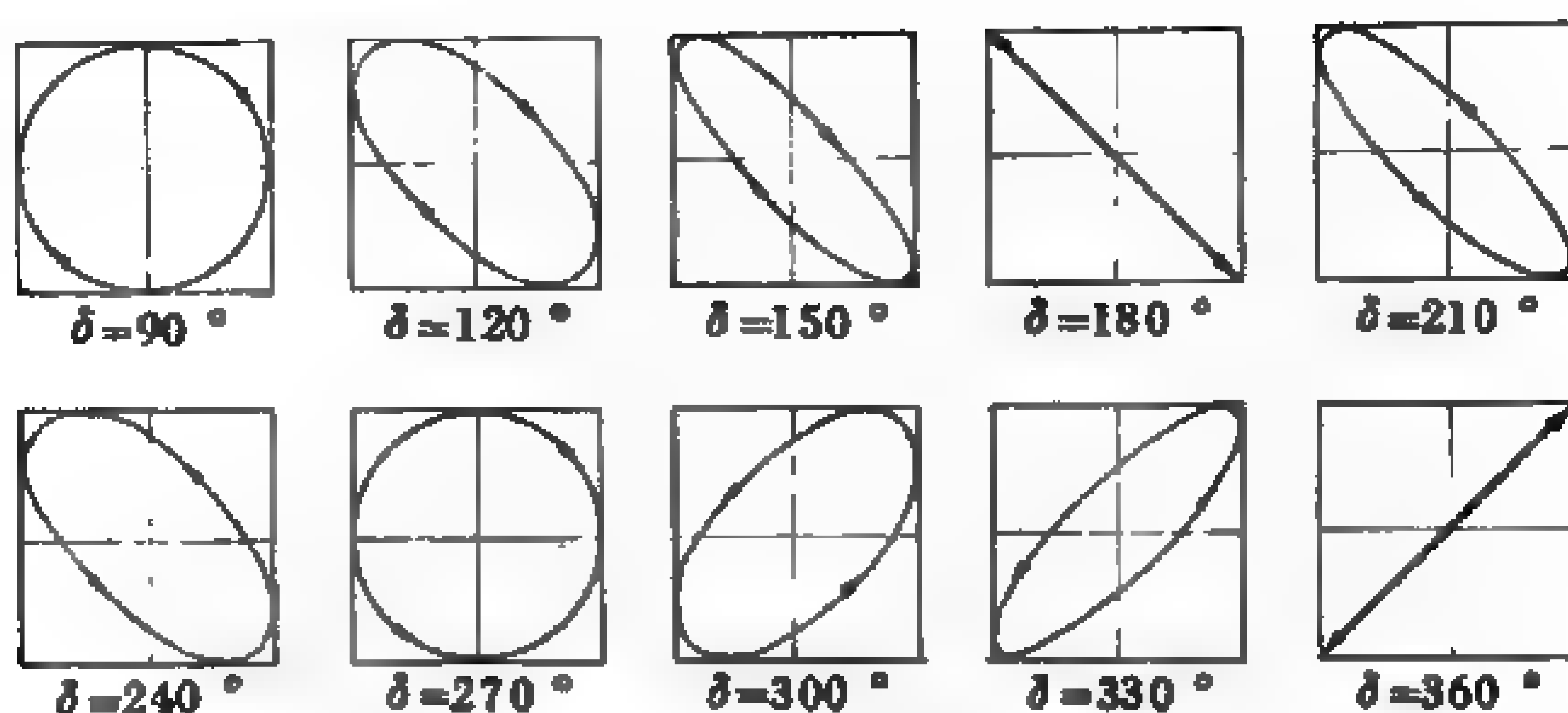


圖 8 — 13

各個相位差下，合位移的軌跡爲旋轉性，假定A = B

現在，我們再來考慮兩簡諧運動的頻率不相等之情形。設

$$\begin{cases} x = A_1 \sin\omega_1 t \\ y = A_2 \sin(\omega_2 t + \delta) \end{cases}$$

這種簡諧運動重疊的結果是相當複雜的，而且，如果ω_2和ω_1不能寫成兩個整數的比（即沒有公倍數）時，質點合位移的變化不是週期性的。我們只舉一種情形爲例：圖 8 — 14 是 $\dfrac{\omega_2}{\omega_1}=\dfrac{4}{3}$，$\delta=\dfrac{\pi}{6}$ 的正交重疊。質點合位

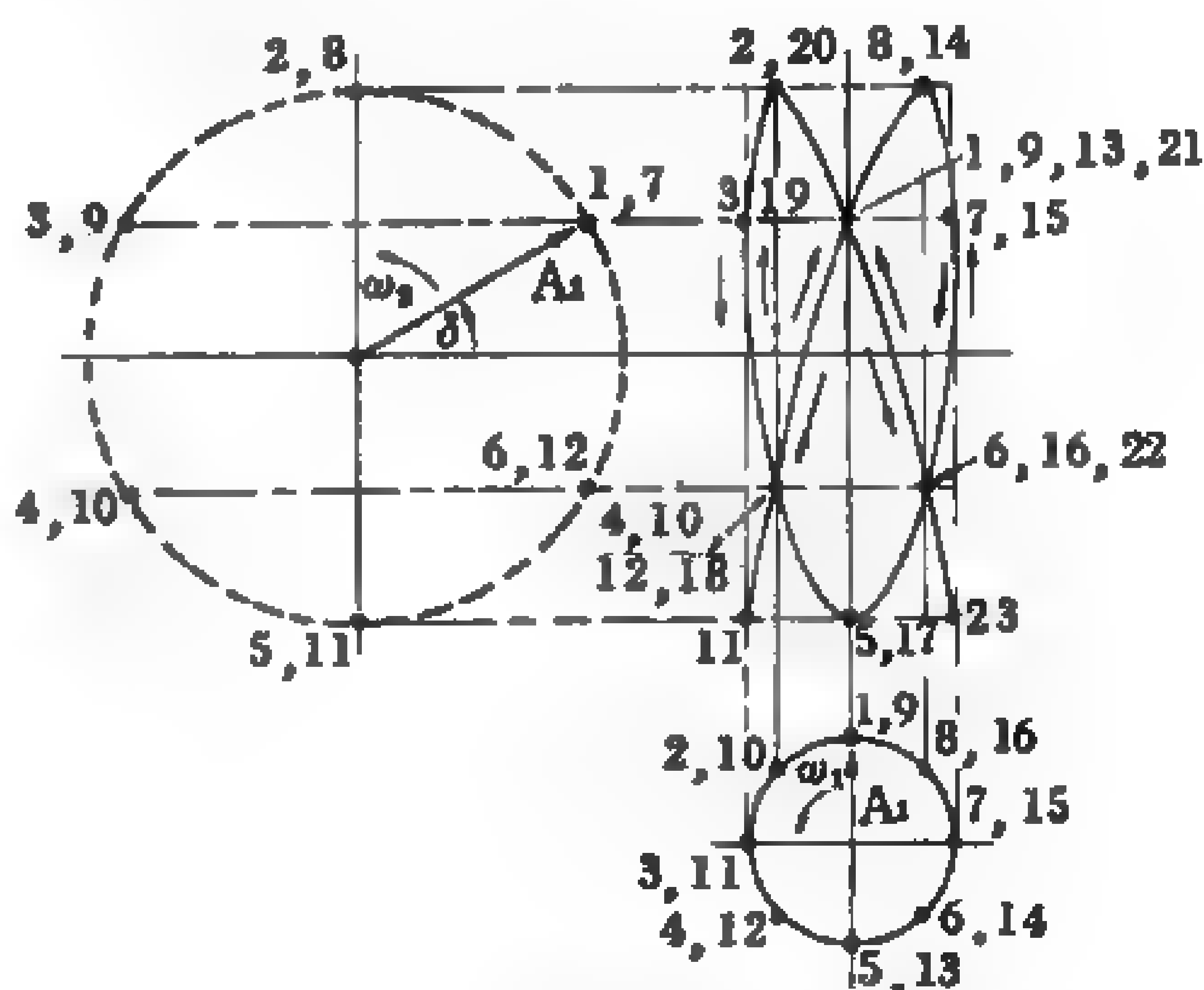


圖 8 — 14

$\dfrac{\omega_2}{\omega_1}=\dfrac{4}{3}$，$\delta=\dfrac{\pi}{6}$ 的利薩如曲線，兩虛線圓分別代表 x 與 y 方向的簡諧運動

移的軌跡（圖中的實線），顯然和$\dfrac{\omega_2}{\omega_1}$的比值及相位差$\delta$有很大的關係

。這種頻率不同兩正交簡諧運動重疊，所造成的軌跡叫做利薩如曲線（*Lissajous curve*）。

【函數全集、向量全集】（Complete set of functions，complete set of vectors）

假設一函數集爲$U_1(x)$，$U_2(x)$，$U_3(x)$，…，$U_n(x)$，相互之間沒有任何關係，即是這些函數爲線性獨立。這些函數在x的範圍定在$[a, b]$區間，其關係式爲

$$\int_a^b U_m^*(x)\,U_n(x)\,dx = \delta_{mn}$$
$$m, n = 1, 2, 3, \cdots, n$$

此時$U_1(x)$，$U_2(x)$，…，$U_n(x)$稱爲正交歸一函數。現若有另一任意函數$f(x)$，定義於$[a, b]$之間，其平方積分爲有限值，可以將$f(x)$表爲$U_i(x)$的組合

$$f(x) \leftrightarrow \sum_{i=1}^{n} a_i U_i(x) \qquad a \leq x \leq b$$

至於$f(x)$與組合的誤差究竟有多大呢？這要看取a_i時的情況而定。用最小二乘法

$$\int_a^b \left| f(x) - \sum_{i=1}^{n} a_i U_i(x) \right|^2 dx$$

即a_i應爲

$$a_i = \int_a^b U_i^*(x)\,f(x)\,dx$$
$$i = 1, 2, \cdots, n$$

有以上諸性質的函數集稱爲正交歸一全集函數。至於向量全集也與函數全集同樣定義，只是將函數集換爲向量集，這種代數型的向量爲線性向量。

至於在討論函數全集或向量全集時，函數或向量（線性獨立的集合）的數目可以是有限或無限，即是成有限空間或無限空間的形式。

【刻卜勒】(Johannes Kepler 1571—1630)

德國人，出身於清寒之家，1589 年入杜平根 (*Tübingen*)大學習神學、數學和哲學。1594 年在格拉次 (*Gratz*) 大學教授數學，對天文學發生興趣，相信哥白尼的日心學說，並發表論文，獲天文學家布拉 (*Tycho Brahe*) 賞識，1600 年任布拉助手，協助編排天文表。次年布拉逝世，刻卜勒繼任布拉遺職。並任意使用布拉遺下的觀測數據，仔細研究火星的運動，終於發現火星的橢圓軌道，太陽位於焦點處。1609 年發表研究結果，提出行星運動的橢圓軌道定律和等面積定律。 1619 年發表行星運動的第三定律，即軌道的週期定律，這些是近代天文學的三大基本定律。 1627 年完成魯道夫天文表 (*Tabu ɪe Rudolphinae*) ，表列 1,005 顆行星的位置。此外，刻卜勒在 1604 年九月卅日觀察到一超新星的爆炸，天文學稱此星爲刻卜勒超新星，我國明史卷二十七客星節也有這顆星的記載。還使用對數計算，發表天文曆書 (*Ephemeride*) 。刻卜勒體弱多病，結婚兩次，均無子女，晚年艱困，死時一貧如洗。

【刻卜勒望遠鏡】(Kepler telescope)

詳閱 " 天文望遠鏡 (*Astronomical telescope*) " 條。

【刻卜勒定律】(Kepler's law)

刻卜勒採用哥白尼 (*Copernicus*) 之學說，並分析天文學家布拉 (*Tycho Brahe*) 觀察天體所得之數據，遂得行星運行定律。刻卜勒定律是行星運行之動力學描述，即

第一定律：太陽系中各行星均以太陽爲其一焦點而作橢圓軌道運動。此定律亦稱軌道定律。

第二定律：自太陽至行星的半徑向量，在相等的時間內，掃過相等的面積。此定律亦稱面積定律。

第三定律：各行星運動週期的平方，與其半長軸的立方成正比例。

此定律亦稱週期定律。

由牛頓力學得知，第一定律是位能爲 1／r 形式的必然結果。第二定律由角動量的守恆可知，行星的半徑向量在單位時間內所劃過的面積爲

$$\dot{A} = \lim_{\substack{\Delta t \to 0 \\ \Delta\theta \to 0}} \frac{1}{2} r^2 \frac{\Delta\theta}{\Delta t} = \frac{1}{2} r^2 \lim_{\substack{\Delta t \to 0 \\ \Delta\theta \to 0}} \frac{\Delta\theta}{\Delta t}$$

$$= \frac{1}{2} r^2 \dot{\theta} = \frac{L}{2\mu}$$

$$= \text{常數}$$

L 爲角動量，μ 爲約化質量（ *reduced mass* ）。

第三定律的形式是

$$T^2 = \left(\frac{4\pi^2 \mu}{GMm}\right) a^3$$

【刷】（ Brush ）

以銅或炭製成，將電機的電樞線圈與外間電路連接的媒介。

【制動踏板】（ Brake pedals ）

一種連接制動器的小踏板，裝在方向舵踏板上面或附近，使駕駛員可用腳操縱，且此種裝置於必要時，能與方向舵同時操縱。

【制動輻射】（ Bremsstrahlung ）

在離子體中，由於電子的散亂熱運動所放射出各種頻率的電磁輻射，稱爲制動輻射，帶電粒子在互相碰撞時的加速度是這種輻射的來源，固體、液體或氣體物質將其熱能輻射都是這種過程。

例如當宇宙射線（ *cosmic ray* ）進擊大氣中之原子核時常能產生甚多介子（ *meson* ）。此中亦有 μ 介子（ *muon* ），而 μ 介子常蛻變爲電子（ *electron* ）與兩個微中子（ *neutrino* ）。此種高速度之電子穿過原子時，受到原子核庫倫電場（ *Coulomb field* ）的作用，漸次改

變其速度，從而發射光子（*light quantum*）。此種情形有如連續譜的 X 射線輻射，此輻射即為制動輻射。

宇宙射線中之電子由於制動輻射產生了光子，因而失去其能量，可根據下式計算：

$$S \cdot \tau = \frac{Z^2 e^2 r_0^2}{b^2} \frac{1}{1-\beta^2}$$

此處之 S 為電子經過原子核之庫倫電場，因制動輻射每單位時間所失去的能量。τ 為其碰撞的時間。β 為羅倫茲變換（*Lorentz transformation*）中之 β。

式中之 r_0 稱為古典電子半徑，可寫作：

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{ 厘米}$$

電子穿過 1 克／厘米^2 物質時，由於制動輻射所遺失的總能量，可由乘以 1 克物質中之總核數 N/Z 與 bdb，而後就碰撞距離 b 積分得之。根據計算，其遺失的總能量為

$$NZr_0^2 \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot E_0$$

E_0 為作制動輻射之電子的初能量。依此，電子因制動輻射所遺失的能量與游離者不同，而與初能量 E_0 成正比，並與物質之原子序數 Z 成正比，是為其特徵。

由電子之制動輻射所生的光子撞上原子時，則可以引起光電效應（*photoelectric effect*）、康卜頓效應（*Compton effect*），或者成對產生（*pair production*）等效應。各該效應之發生係視光子的能量而定。光電效應發生在光子的能量為低級之情況，康卜頓效應發生在光子的能量為中級之情況，在高能情況下始有成對產生之現象。在宇宙射線問題，光子的能量均在數十百萬電子伏特以上，此種光子能夠惹起

成對產生現象。

一個高能的宇宙射線電子撞擊鉛板時，制動輻射所生的光子，其中有甚多爲高能者。一高能的光子在鉛板中穿行時，常經由製造電子偶而消滅。此新生電子偶在該鉛中，由制動輻射亦可發射光子，此新生光子亦可經製造電子偶而消滅。如此繁殖下去，在一瞬間則可有許多電子與光子自鉛板放射出去，此現象通稱爲級聯射叢（ *cascade showers* ），此可由威爾遜（ *Wilson* ）雲霧室顯示之。

其實，射叢之生長並不是無休止的。就電子而言，當因游離所耗的能量勝過由於制動輻射所耗的能量時，電子卽不能再製造光子，射叢之發展遂而停止，以後卽以游離之形式遺失其能量。於是，由於制動輻射所耗的能量，與因游離所耗的能量相等時電子的能量，乃其射叢發展的界限值，通稱之爲臨界能（ *critical energy* ）。

自地球外方射來的原宇宙射線，在大氣中穿行時能夠創出許多第二次質點，終而穿入地中。若將之綜括起來，實爲一複雜現象。玆設有能量高達 10^{16} 電子伏特的質子飛入大氣，於如此高能時，新生第二次質點幾乎射向同一方向，因此，由電子、光子、介子及核子所成的甚多第二次質點幾乎成爲塊狀往下落，此種現象稱爲空氣射叢（ *air shower* ）。圖 8—15 表示空氣射叢之圖案，今日公認它係由巨能之核碰撞所產生。

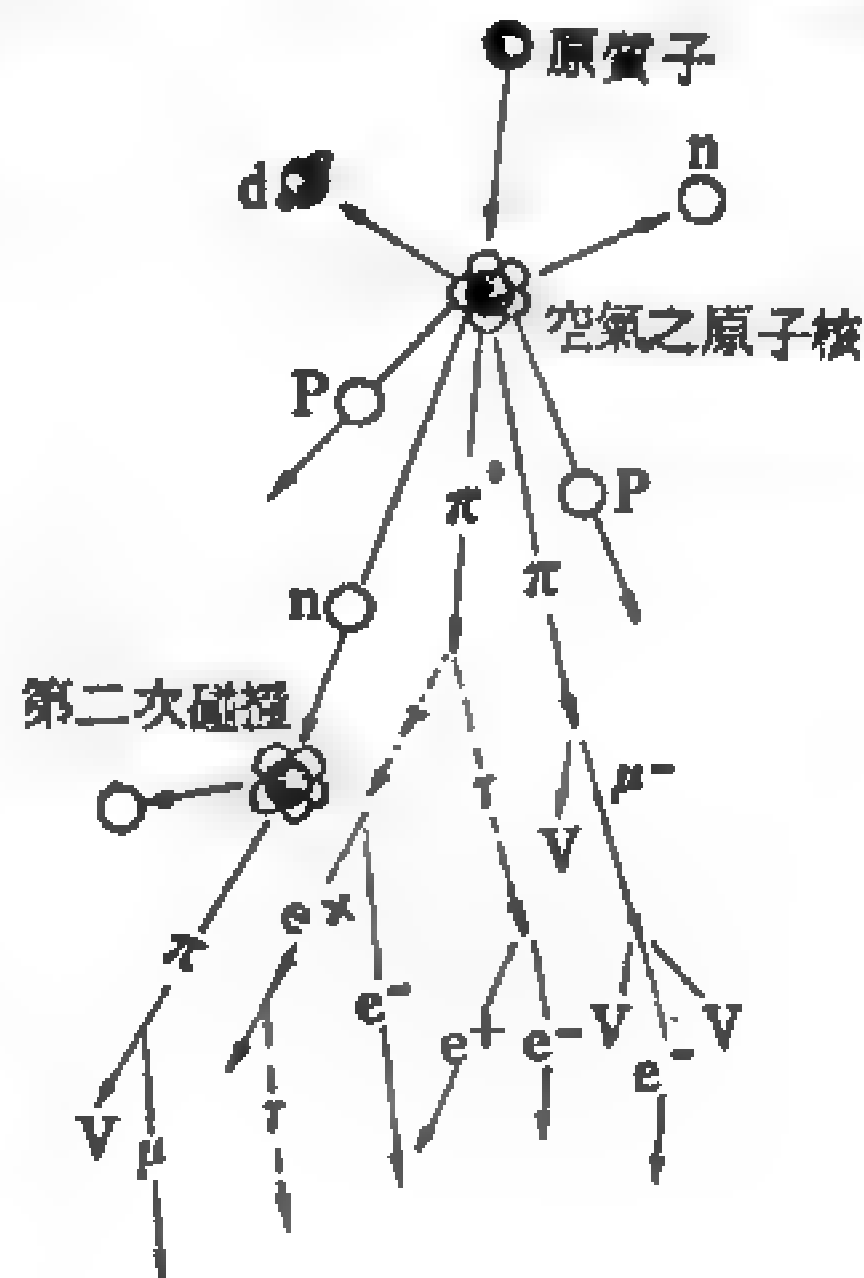


圖 8—15

在此種情況，中性介子與帶電的介子之產量可視爲相同。故原質子的能量，約有一半經過中

性介子而施於其電子成分上。如是可以惹起甚大的級聯射叢，從而可創生甚多的電子、光子。至於帶電的介子，將不會如級聯射叢般生產甚多子代質點，因爲由於新生 π 介子即時成爲 μ 介子，介子衝擊核復生介子之機會甚爲微小。由此可知，空氣射叢中之質點多半爲電子。

【制禁】(Confinement)

爲將熱離子體儘可能長久包封保持住而不論用任何方法。通常利用磁壓、磁鏡、揑縮效應、射頻制禁等方法。

【協變性原理】(Covariance principle)

等效原理指出，在只考慮重力場的情況下，我們無法以"局部的量度"區別慣性坐標系與在重力場中自由下落的系統。故認爲慣性坐標具有特別的重要性，並不是天經地義的；而且在整個重力場中建立起佈滿同步時鐘的系統也是不可能的。爲此愛因斯坦提出一項假設：就描述自然而言，所有的坐標系都是一樣的良好，且物理定理在各坐標系上必須具有相同的形式，這就是廣義的協變性原理。

若我們接受上述的原理，則坐標系應只是標明物理事件的會計系統。協變性原理在推導正確的物理公式上有很大的導引作用，它可使我們避免採用那些只在若干坐標系具有簡單形式的原理，而保留在任何坐標系都能簡明表示的物理原理。

革思曼 (*Krelschman*) 指出任何物理定律都可寫成協變的形式，通常這並不是簡單的事。他進一步指出協變性原理絕對不會有需要的物理結論，換句話說簡明的形式加上協變性的要求只是個很有用的推導公式指南，而公式最後還必須與實驗相印證，決定它的成立與否。

在曲度空間上，張量微積分的應用可使協變方程式較易處理。

【協變張量】(Covariant tensor)

一階及二階協變張量分別定義如下：

$$\overline{A}_i = \frac{\partial x^r}{\partial \overline{x}^i} A_r$$

$$\overline{A}_{ij} = \frac{\partial x^r}{\partial \overline{x}^i} \frac{\partial x^s}{\partial \overline{x}^j} A_{rs}$$

高階協變張量的定義與上面所列的相似。

【卷雲】(Cirrus)

卷雲乃飛翔於高空白色羽毛狀、毛髮狀或平行纖維狀的雲。有時如箒狀飛散於天空。多數卷雲之冰晶質點其大小足使其有下降速度，故雲之各部分具有相當之垂直厚度。風力與質點大小之改變常使此等纖維狀尾部形成傾斜或不規則之彎曲。因此卷雲在接近地平線時，不似他種雲狀之具有水平姿態。卷雲個體均甚狹，故不能產生完整之暈環。

【卷層雲】(Cirrostratus)

纖薄如鮫綃，作灰白色。有時形似匹練；有時滿佈天空，變天色為灰白，因叫做卷雲氣，或卷雲霾。每當卷層雲出現時，日月遇之，極易成暈，是其特徵。光線照在卷層雲上之入射角在衡量其特徵時為一重要考慮因素。太陽較高(其高度角普通在50°以上)時，卷層雲仍可使地物成影；且可產生完整之暈象。太陽之角度較低時，僅見片斷之暈象。且光度亦較弱。此雲在九千公尺以上的上層，其雲片狀有如冰片而成的。

【卷積雲】(Cirrocumulus)

為白色圓形小塊雲。無影，或有極淡的影。出現時排列天空作魚鱗狀。此雲是浮於高層的雲分裂而成。卷積雲之組成為過冷之水滴及小冰晶體，或二者之混合體；平常其水滴很快被冰晶所取代。

在中緯度與高緯度，卷積雲常伴同卷雲及卷層雲在同一時間與空間出現，此種伴同出現在低緯度較少。

【受制熱核反應】(Controlled thermonuclear reaction)

是指受控制下的熔合，也就是指：爲了用來研究而製造的熔合，或用來產生動力的熔合。

【受阻轉動】(Hindered rotation)

在許多化學分子中，分子中的一部分常會繞著某固定的軸線，對分子中其餘的部分轉動，這種現象稱爲內轉動(*internal rotation*)。例如，二甲基乙炔(*dimethylacetylene* ，$CH_3C\equiv CCH_3$)分子，其中的一個甲基(CH_3) 繞著穿過碳原子的軸線，對分子中的其他部分轉動；這種轉動因幾乎不受外力的影響，故可視爲一種自由轉動。但在乙烷($CH_3.CH_3$)分子中 ，其內轉動的情形與上述不同；兩甲基間有交互作用，位能爲兩甲基與軸線間夾角的函數。甲基繞軸轉動受到此交互作用力的影響，稱爲受阻轉動。

若干晶體在高溫時，被認爲組成晶體一部分的某分子爲對晶體的其餘部分發生轉動現象，這種轉動的發生不在分子中的某一部分，故不屬於內轉動。同時又因此類轉動有一定的轉動方向，顯然非自由轉動，所以也是一種受阻轉動。

【受素】(Acceptor)

又稱受體，受素與施素的功能類似，施素可施予多餘的電子(晶體的原子價小於施素的原子價)，受體則“施予”多餘的電洞。因爲受素的原子價小於晶體的原子價，所以受素從晶格間取得電子而成共價鍵，使晶格間產生電洞。電洞與電子在晶格間的導電機能相同，也可變成電流載體，使晶體變成P型半導體。在鍺中的受素是三價的元素如硼、鎵、鋁、銦等。

參閱“施素(*Donor*)”條。

【受素游離能】(Acceptor ionization energy)

當受素加入晶體後，則受素由價帶中接受一個電子而形成共價鍵。所以受素游離時，變成一負離子與一電洞，而負離子被化學鍵限制在晶

格上，另一個電洞則獲得游離能而變成自由電洞，形成P型半導體的電流正載體。所以受素游離能的絕對值就是自由電洞在晶體中的束縛能。此束縛能源於電洞與受素離子間的庫倫電位 $e/\epsilon r$ ，其中 ϵ 是共價晶體的靜介電常數。用類似計算氫原子光譜的方法討論電洞的束縛能，可得

$$E = e^4 m^* / 2\epsilon^2 \hbar^2$$

式中m^*是電洞的有效質量。

【受挫之全反射】(Frustrated total reflection)

在全反射(*total reflection*)的過程中，因光無折射(*re-fraction*) 或其他散射(*scattering*) 現象，能量損失最少。利用這個過程來改變光進行的方向，是最經濟的方法 。因空氣的折射率(*refractive index*) 約等於 1 而玻璃的折射率約等於 1.5。故臨界角(*critical angle*) $\theta_c \approx 42°$，小於 45°。使光在一個直角稜鏡的兩邊各做一次全反射(見圖 8－16)，便是倒轉光進行方向，而強度損失最少的方法。

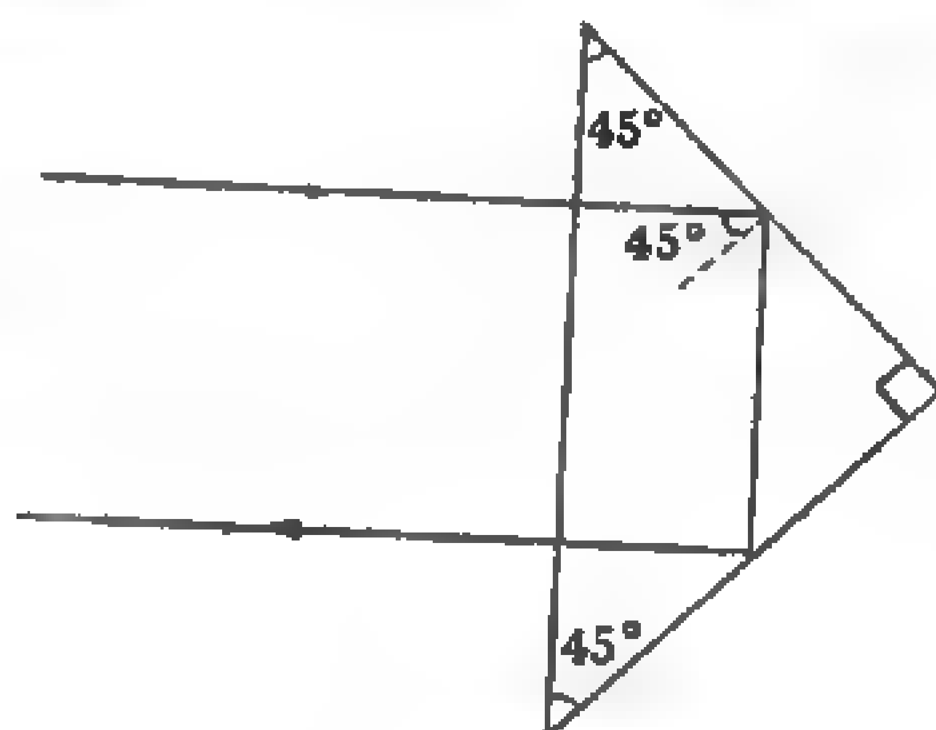


圖 8 － 16　直角稜鏡的全反射

如果上述的空氣介質只是一薄層的空氣層而已(比方說，只有幾個波長厚)；緊接著又有一塊玻璃如圖 8 － 17 所示 (或者是另一折射率大於空氣的介質)。則光會透過空氣層，而射入下層的玻璃。這種入射角大於臨界角，而又能超越障礙，透射進另一介質的現象，稱爲受挫之全反射。這個現象的產生，是由於當發生全反射時，電磁場並非完全沒有進入光疏介質；而是進入光疏介質的電磁場，隨距離按照 e 指數逐漸消失的。這個結論，可利用司乃耳(*Snell*)定律來推演。司乃耳定律亦可寫成

$$(k_2)_x = (k_1)_x = k_1 \sin\theta_1$$

又因波向量與折射率的關係爲

$$\frac{k_2}{n_2}=\frac{k_1}{n_1}$$

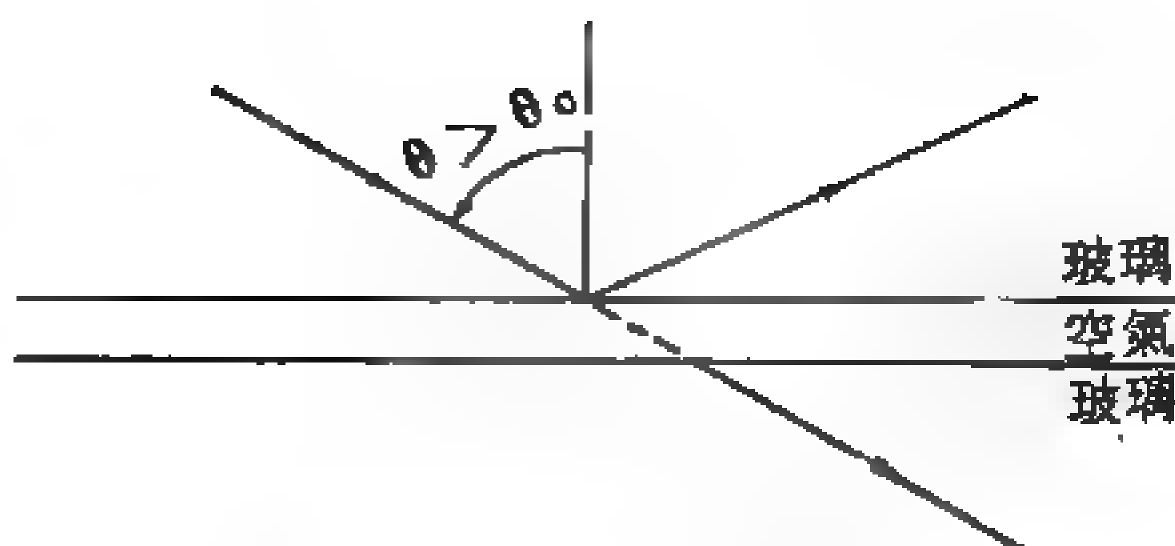


圖 8 — 17　受挫之全反射

因此，進入第二介質的波向量，沿法線Z的分量爲

$$(k_2)_z^2=k_2^2-(k_2)_x^2$$

$$=\left[\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2-sin^2\theta_1\right]k_1^2$$

或寫成

$$(k_2)_z^2=(n_{21}^2-sin^2\theta_1)k_1^2$$

我們又知道，進入第二介質的平面電磁波，可被寫成

$$E_2=AE_{10}Re\left[e^{i(k_2\cdot r-\omega t)}\right]$$

$$=AE_{10}Re\left[e^{i(k_{2x}x+k_{2z}z-\omega t)}\right]$$

式中的E_{10}代表抵達交界面的電場振幅，A代表射入第二介質時，因散射、吸收等現象振幅減小的因數。隨著兩介質的相對折射率n_{21}與入射角正弦函數$sin\theta_1$，相對値的不同，有以下三種不同的結果：

1.　$sin\theta_1<n_{21}$，此時$(k_2)_z^2$大於零，故$(k_2)_z$有實數値。進入第二介質的電場爲

$$E_2=AE_{10}\ cos\ (k_{2x}x+k_{2z}z-\omega t)$$

其中波向量的分量分別爲

$$(k_2)_x=k_1\,sin\theta_1\qquad(k_2)_z=+\sqrt{n_{21}^2-sin^2\theta_1}\,k_1$$

（沿法線指向第二介質，爲Z的正向。）

2.　$sin\theta_1=n_{21}$。此時$(k_2)_z=0$

故

$$E_2=AE_{10}cos(k_{2x}x-\omega t)$$

波向量只有沿交界面的分界，出射光沿交界面傳播。

3. $\sin\theta_1 > n_{21}$。即 $\theta_1 > \theta_c$，入射角大於臨界角。此時 $(k_2)_x^2$ 小於零，故 $(k_2)_x$ 爲虛數

$$(k_2)_x = \pm i\sqrt{\sin^2\theta_1 - n_{21}^2}\,k_1 \equiv \pm ik$$

因此，進入第二介質的電場變成（依物理的推理，由於能量不可能增加。因此，電場的振幅不可能增加，故只取正號）。

$$E_2 = AE_{10}e^{-kx}\cos(k_{2z}x - \omega t)$$

所以說，在全反射的情況下，實際上是有電場射入禁區的，只不過其振幅隨距離而按照 e 指數很快地消失而已。

【受激能】(Excitation energy)

正常狀態下的原子受足夠的能量碰撞後，即成爲受激態（*excited state*）；此時該原子由電子接受之能量，等於所達受激態之能量與正常狀態能量之差，稱爲受激能，亦稱爲激發能。原子所能接收的最少能量，稱爲第一受激能。而原子所能接收的較多能量，依次爲第一受激能，第二受激能……等。

【受激原子】(Excited atom)

電子獲得較高能階軌道之原子，稱爲受激原子。

【受激態】(Excited states)

原子受撞擊、照射、其他擾動或激動而吸收能量，內部電子躍遷至一較高能態時，稱爲受激態或激發狀態，即原子所具能量高於基態者。爲丹麥物理學家波爾所提出之名詞。

【呼救信號】(Distress signal)

由 *S.O.S.* 三個字母所組成的國際無線電信號。專用於輪船或飛機遭遇到不能躲避的危險而籲請救援的情況。*S.O.S.* 是用電報發送出去。電話無線電臺發送呼救信號時，則發送一個單字——*Mayday*（遇難）。呼救信號要發送三次，接著就發送三次遇難者電臺的呼號及其所處的地理坐標。

爲了使得呼救信號在任何情況都能被人們所聽見，所有通信無線電臺，無論是海岸電臺或輪船與飛機上的電臺，在每小時的第15到第18分鐘以及第45到第48分鐘的這幾段時間內都應當停止發送。這6分鐘叫做國際靜寂時間。

【周日運動】(Diural motion)

各天體的每日視運行名爲天體的周日運動。地球在其軸上自西向東每日自轉，使所有天體(太陽、月球、各行星及各星球)爲自東而西環繞地球在同一時期內的視運行。

【固化熱】(Heat of solidification)

物質由液體凝固爲固體時，由於各分子距離拉近了，位能減小，故要釋放出一些潛熱，謂之固化熱，又稱凝固熱。

【固有值】(Eigenvalue; Proper value)

任何一個可被觀測的物理量的算符都有它自己的固有函數和固有值(有些算符有無限多個)，如果某函數Ψ是算符O的固有函數，則

$$O\Psi = c\Psi$$

c爲一個常數。符合上式的函數均可被稱爲固有函數，而c爲此固有函數的固有值或稱本徵值。

每一個物理量的算符都有它的一群固有函數，對應於不同的固有值，由於可被觀測的物理量的算符必定是厄米特算符，它的所有的固有值是實數，而且這一群固有函數都形成一組完整的函數(*complete set of functions*)。所謂完整的意思：任何的波函數均可以被寫成爲這些函數的線型組合。同時，如果這些固有函數的固有值都是不同的話，那麼它們一定會是互相正交的。簡單地說，即如果兩個函數$\Psi(\vec{r})$和$\phi(\vec{r})$符合

$$\int_v \Psi^*(\vec{r})\phi(\vec{r})d^3r = 0$$

的條件，則$\Psi(\vec{r})$和$\phi(\vec{r})$就是正交的。設Ψ與ϕ爲算符O的兩個固

有函數，其對應的固有值分別爲 a 與 b ，$a \neq b$

$$O\Psi = a\Psi$$

$$O\phi = b\phi$$

則在第一式的兩邊從左方乘以 $\phi^*(\vec{r})$ ，第二式的兩邊從左方乘以 $\Psi^*(\vec{r})$ ，都加以積分，可得

$$\int \phi^* O \Psi d^3 r = a \int \phi^* \Psi d^3 r \qquad (1)$$

$$\int \Psi^* O \phi\, d^3 r = b \int \Psi^* \phi d^3 r \qquad (2)$$

因爲 O 是厄米特算符，所以（1）式成爲

$$\int (O\Psi)^* \phi d^3 r = b \int \Psi^* \phi d^3 r$$

取其共軛複數，而且因 b 爲實數，所以

$$\int \phi^* O \Psi d^3 r = b \int \phi^* \Psi d^3 r \qquad (3)$$

將(1)(3)相減則得

$$(a-b) \int \phi^* \Psi d^3 r = 0$$

因爲 $a \neq b$ ，所以

$$\int \phi^* \Psi d^3 r = 0$$

因爲 $\phi(\vec{r})$ 與 $\Psi(\vec{r})$ 是 O 的任意兩個固有函數，因此正交的關係就被證明了。

如果二個或二個以上的固有函數是屬於同一個固有值的，則我們可以取其適當的線型組合而使它們正交，因此我們可以選擇一個厄米特算符的固有函數，使它們之間都是互相正交的。而爲了有物理意義，當然這些固有函數必須是可歸一的，而且我們還要求它們形成一組完整的函數，每一個這種固有函數，卻代表著一種狀態。一個物理系統如果它在某一個算符（相當於某一個可觀測的物理量）的固有函數所代表的狀態，那麼，這物理量的量度結果就正是這固有函數的固有值。如果它不是這個算符的固有函數時，那我們可以將此函數寫成這算符的固有函數們的線型組合，而這物理量的度量就不再是一個很確定的結果，而在這線

型組合中的每一個固有函數的固有值都可能出現，而它們前面的係數的絕對值平方，即是出現的或然率。

首先，我們可以看出 $\frac{1}{L^{3/2}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ 的確是動量算符（*momentum oberator* ）的固有函數

$$-i\hbar\nabla\frac{1}{L^{3/2}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}=\hbar\vec{k}\frac{1}{L^{3/2}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

而這些$\frac{1}{L^{3/2}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$的確是一組正交歸一的函數(*orthonormal function*)，同時也是一組完整的函數。

現在，讓我們來考慮兩個算符的對易問題。如果對一個物理系統來說，有兩個物理量A，B都可被量得很確定的值時，那麼，這系統的波函數一定就是A和B算符的固有狀態，令這些固有函數爲Ψ，則

$$A\Psi=a\Psi$$

$$B\Psi=b\Psi$$

a與b分別爲其固有值。因此

$$BA\Psi=Ba\Psi=aB\Psi=ab\Psi$$

$$AB\Psi=Ab\Psi=bA\Psi=ab\Psi$$

所以

$$(AB-BA)\Psi=0$$

如果我們有一組完整的函數Ψ作爲物理量A與B的共同固有函數，也就是說有一組完整的物理狀態，能夠同時具有確定的A與B兩物理量的值，那麼

$$AB-BA=[A,B]=0$$

是必定成立的。

【固有振動頻率】(Natural oscillation frequency)

弦的長度、粗細、張力如一定，則發出固定的音調。敲打碗、瓶子、鐵罐等時，也是發出一定高低的音。由這些可知，所有的物體，都依其材料或形狀、大小而發出固定振動頻率的聲音。這叫各物體的固有振動頻率。

【固有能量】(Proper energy)

假設內力(*internal force*)爲保守力(*conservative force*)，則有一視系統質點之坐標而定之函數 $E_{p,int}$ 存在，因此當系統從時間 t_0 演變到時間 t 時，其內力所作之功與 $E_{p,int}$ 之關係可表爲

$$W_{int} = E_{p,int,0} - E_{p,int} \qquad (1)$$

(1) 式中 $E_{p,int}$ 爲在時間 t 時之值而 $E_{p,int,0}$ 爲在時間 t_0 時之值。我們稱 $E_{p,int}$ 爲系統之內位能(*internal potential energy*)。若內力沿著二質點之連線作用，則可證內位能僅視各對質點間之距離 r_{ij} 而定，同理，由中心力所產生之位能僅視到力心之距離 r 而定。在此種情況下，內位能與參考坐標系無關，乃因其僅牽涉質點對間之距離，此情況足可代表自然界中大部分之交互作用。(1) 式代入下式

$$E_k - E_{k,0} = W_{ext} + W_{int}$$

中可得

$$E_k - E_{k,0} = E_{p,int,0} - E_{p,int} + W_{ext}$$

亦可寫爲

$$(E_k + E_{p,int}) - (E_k + E_{p,int})_0 = W_{ext} \qquad (2)$$

此量

$$U = E_k + E_{p,int} \qquad (3)$$

稱爲系統之固有能量，它等於質點相對於慣性觀察者之動能及其內位能之和，此內位能與參考坐標系無關(在假設條件下)，(3)式中之動能可表爲

$$E_k = \sum_{\text{所有質點}} \frac{1}{2} m_i v_i^2$$

$$= \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 + \frac{1}{2} m_3 v_3^2 + \cdots\cdots$$

而內位能可表爲

$$E_{p,int} = \sum_{\text{所有質點}} E_{p,ij}$$

$$= E_{p,12} + E_{p,13} + E_{p,23} + \cdots\cdots$$

動能之和，每一質點有一項，而內位能之和，每一對質點有一項，因其只涉及二質點之交互作用。若無內力，則全部固有能量爲動能。

將 (3) 式之固有能量定義代入 (2) 式，可得

$$U - U_0 = W_{ext}$$

此即：質點系統固有能量之改變量等於此系統之外力所作之功。

【固有頻率】(Natural frequency)

線路的固有頻率 $f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$

其中 L 爲電感，R 爲電阻，C 爲電容。

【固定約束】(Scleronomic constraints)

只含有組成系統質點的坐標之約束方程式，其普遍形式爲：

$$f_j(x_1, y_1, z_1, \cdots\cdots x_n, y_n, z_n) = 0$$

式中的 n 表質點的數目。同時這樣的方程式不止一個，而是好幾個，即符號 j 可能取一連串的數值：$j = 1, 2, \cdots\cdots$ 直到某數 S，視約束的數目而定。

關於約束的數目 S，現在只能這樣說，它在任何情況下均應少於坐標數目 $3n$；因爲若不是這樣，坐標的數目就會等於或少於約束方程式的數目；在此情形下，系的坐標可由約束方程式來決定，因而使運動方程式變成多餘的。

約束方程式的用處，在於補充運動微分方程式（*differential equation*）的不足。同時由於約束方程式的存在，在運動微分方程式中的未知數的數目，應相對地減少。

此方程式中不包含時間，即它所表的約束不隨時間而變，這樣的約束稱為固定約束。與此相對，約束之隨時間而變的，則稱為非固定約束（*rheonomic constraints*）。關於非固定約束我們可研究長度隨時間而變的擺。設有小重物M掛在繩MOA的一端，繩穿過固定的圓環O（圖8—18）。假設以速度C抽動繩的A端，於是得到可變長度的數學擺。用l代表擺長OM，則有

$$l = l_0 - ct$$

式中l_0代表擺在$t = 0$時的長度。

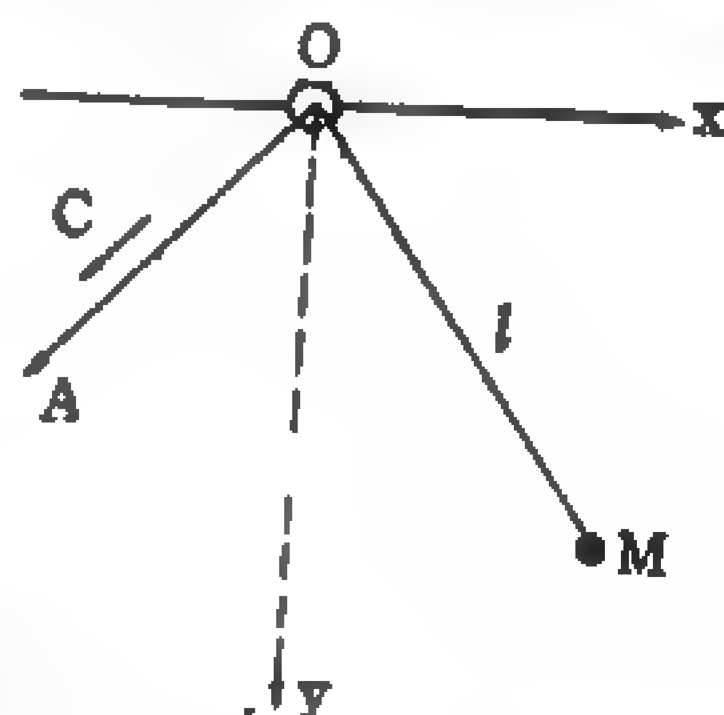


圖8—18

用x，y表M點的直角坐標，於是約束方程式為

$$x^2 + y^2 = (l_0 - ct)^2$$

這個約束方程式除了包含質點的坐標外，尚含有自變數t，所以它所表的是一種非固定約束。

普遍說來，非固定約束方程式的一般形式為

$$f_j(x_1, y_1, z_1, \cdots x_n, y_n, z_n; t) = 0 \qquad (j = 1, 2 \cdots S)$$

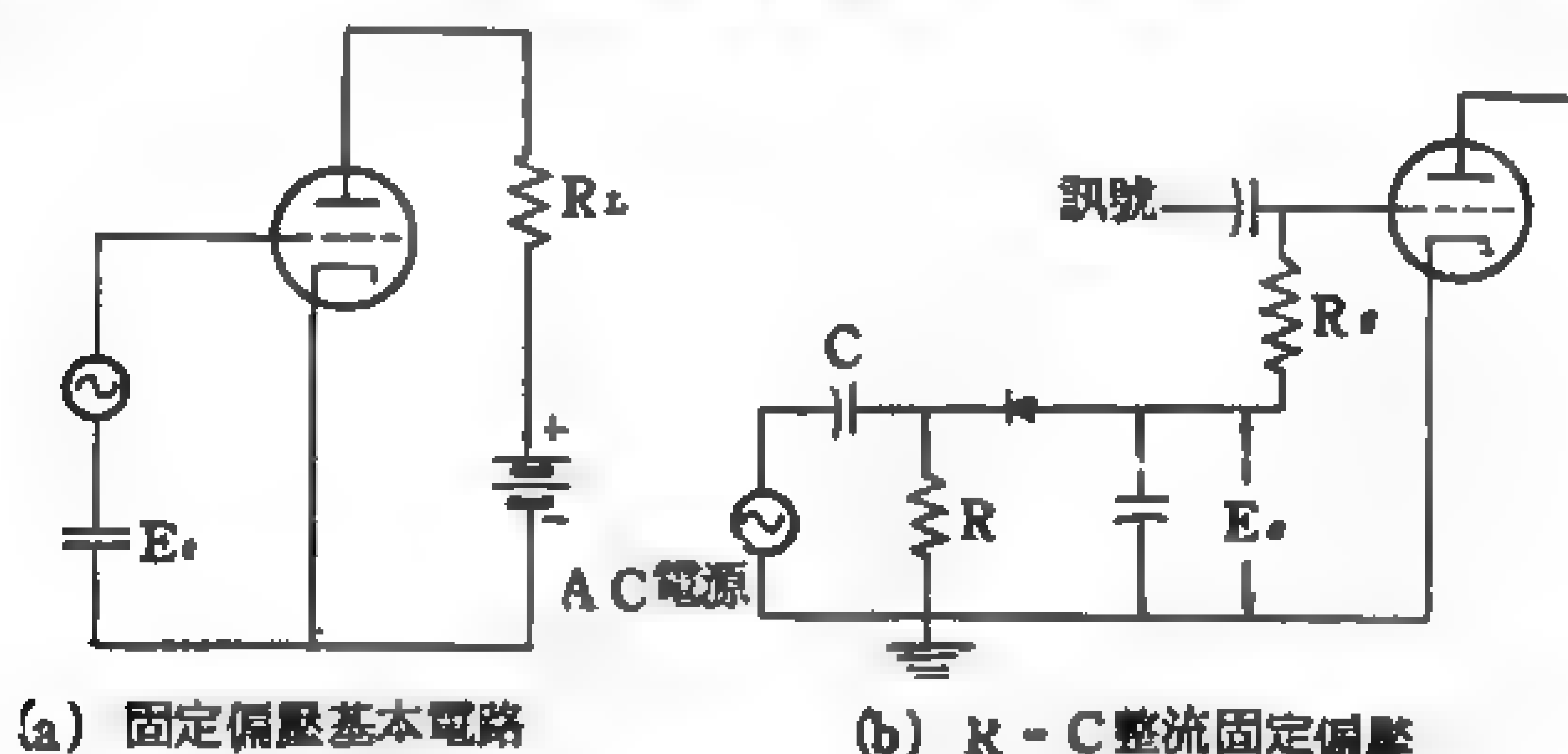
【固定偏壓】（Fixed bias）

以任何方法獲致的偏壓，只要它不隨輸入信號強弱而變更的，都稱為固定偏壓。

近來真空管放大電路，柵極負電壓多採用固定偏壓以取代陰極偏壓，固定偏壓主要優點是偏壓與屏路分離，不受屏路電流之影響。同時可減低陰極電阻的直流損失，使屏極電壓充分提高。且在無信號情況時，可確保電子管截止電流。

固定偏壓的缺點，是在偏壓固定不變，放大器的增益亦固定，所以信號變化振幅時，輸出亦作相似的變更。這種現象對發射機並不適宜，因爲如欲使發射機的輻射信號強度保持不變，則加至天線的輸出信號振幅必須保持定值，如偏壓能隨放大器的輸入大小而變更，則放大器的輸出差不多可以保持固定。固定偏壓對於電池供給亦甚不方便，電池使用日久，則電壓不穩定將影響工作。

新近的固定偏壓由整流器供給，所需的低壓整流器其負載不必消耗功率，故可採用 $R-C$ 分壓器降壓後整流。如圖 8—19 所示者。



(a) 固定偏壓基本電路　　(b) R－C整流固定偏壓

圖 8—19

陰極可以直接利用低壓整流器代替電池電壓。落於 R_g 之訊號電壓藉交連電容器之充放電作用而獲得，整流器濾液電容器對於訊號爲旁路，而對於直流電壓其兩端爲 E_c 。

電阻 R 及電容器 C 爲一分壓器，其交流電壓各向量和爲 AC 電源電壓，電阻 R 兩端之交流電壓降視 E_c 數值所決定 ，二極晶體爲半波負性整流，在低負載電流情況時，E_c 值約爲 R 兩端交流電壓有效值的 $\sqrt{2}$ 倍。

【固定電阻】(Fixed resistor)

電阻值固定不能變更者。

【固定電容器】(Fixed capacitor)

不能隨便改變電容量值的電容器。

【固執約束】(Persistent constraints)

對運動具有同樣的限制並用同一方程式來表示的兩個約束，由於構成形式的不同，在某些條件下它們之間有原則上的區別。

例如，借助於剛桿或不可伸長的繩子可以實現質點沿圓周的運動。假如桿子和繩子的長度相同，則這個約束方程式應該是相同的。但這兩種約束之間顯然的有物理上的區別：剛桿在任何條件下(只要桿子不斷)，均使質點沿圓周而運動；繩子則可能鬆弛或彎曲而使質點離開圓周。

像桿子那樣，凡是在運動的任一瞬時都存在的約束，稱爲固執約束或雙面約束。反之，像繩子那樣，在運動的某一已知階段有鬆弛或消失之可能性的，稱爲單面約束或非固執約束(*nonpersistent constraints*)。

如同上面所述者，給予同樣限制的單面約束和雙面約束，它們的方程式是相同的。爲了考慮到約束有鬆弛的可能，單面約束方程式常寫成等式附帶有不等式的形式，不等式表明約束可以鬆弛的一方面。

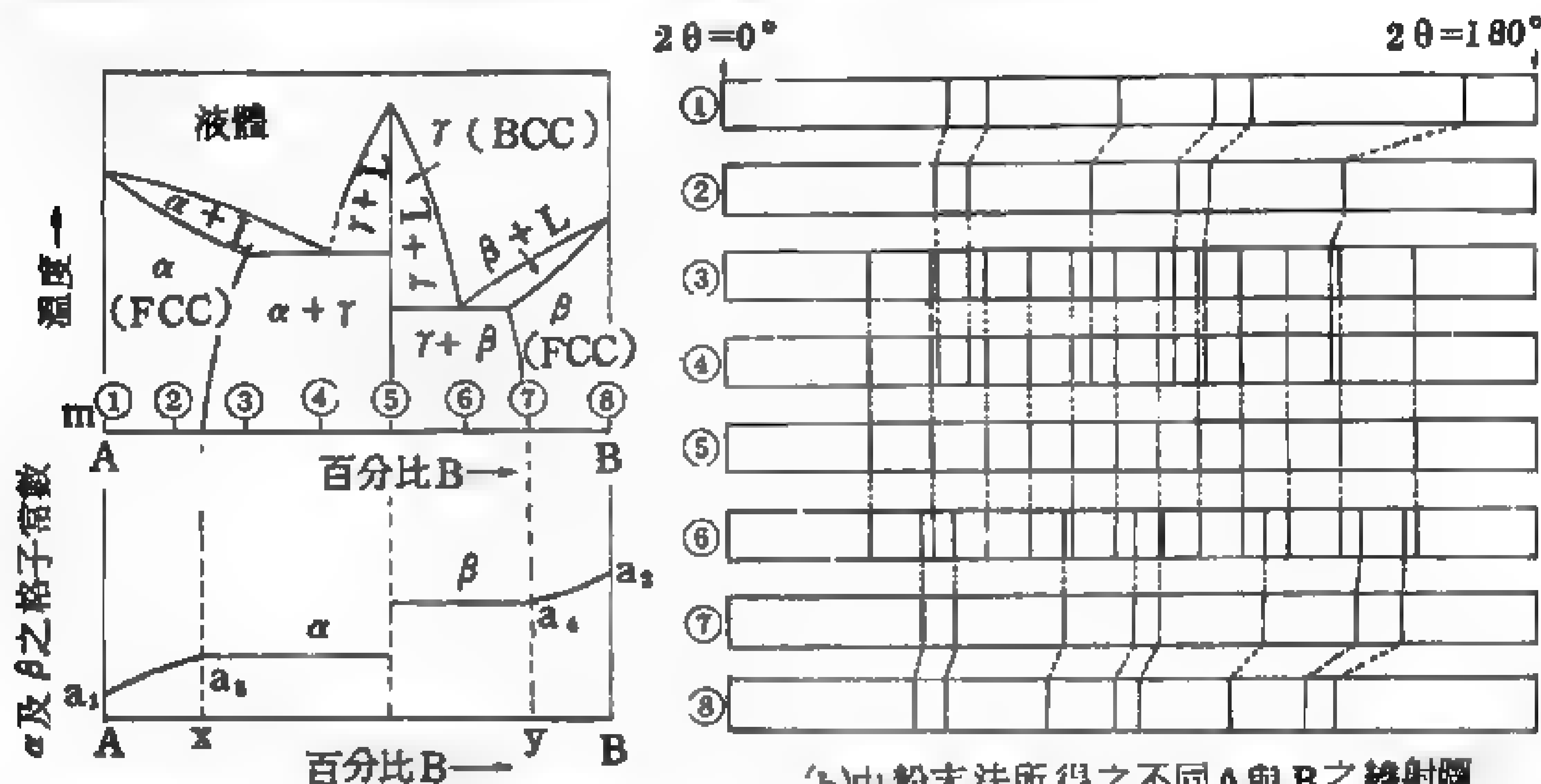
【固態】(Solid state)

當水遇冷結成冰時，冰的形狀和體積是不會變的。這時我們稱“水呈固態”，而稱冰是固體(*solid body*)。所以，當任何物質是固體時，此物質所呈現的狀態是固態，其形狀和體積是一定的。

【固態相圖】(Solid state phase diagram)

一般物質有三態之變化，即固態、液態及氣態。但是固態的晶體也會因溫度及成分之不同而改變其結晶狀況，它的變化狀況，常借助相圖來描述。圖8—20(a)即爲假想之某種合金系相圖。此合金相圖(*alloy phase diagram*)乃由二種金屬元素A與B組成。α代表面心立方晶體(*face-centred cube*)，β代表不同成分之面心立方晶體。γ代表另外一種成分之體心立方晶體(*body centred cube*)，L

代表液體。$\alpha+\gamma$即表示α與γ可共同存在之成分範圍。由①至③乃指含不同分量之二種元素之合金。它們在室溫時所得之德拜、叶若（*Debye -Scherrer*）繞射圖案就如圖 8 — 20(*b*)所示。很明顯地，繞射線位置在底片上會移動與增減。這些晶體因成分之不同而起變化時，它們各自晶體的格子常數亦會起變化。如圖 8 — 20(*a*)所示。



(a)假想合金系之相圖及格子常數變化。
a_1，a_2，a_3與a_4各爲不同値之格子常數

(b)由粉末法所得之不同A與B之繞射圖案。①至⑧其表示之成分如(a)所示，虛線所聯者爲不同成分合金中相關之繞射線

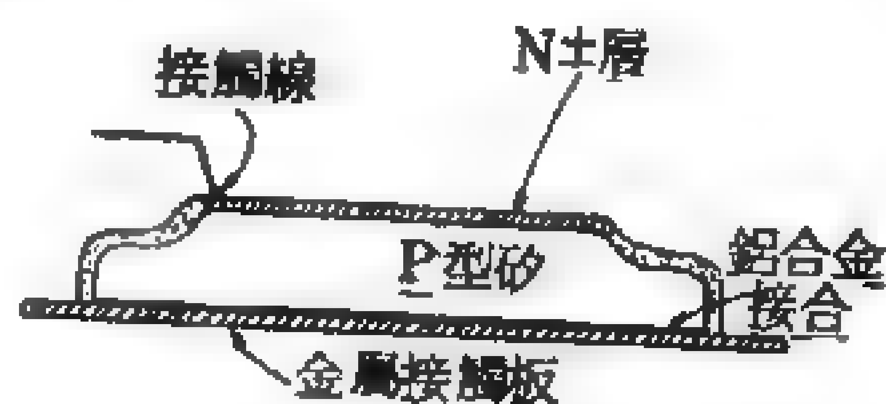
圖 8 — 20

【固態探測器】（Solid state detector）

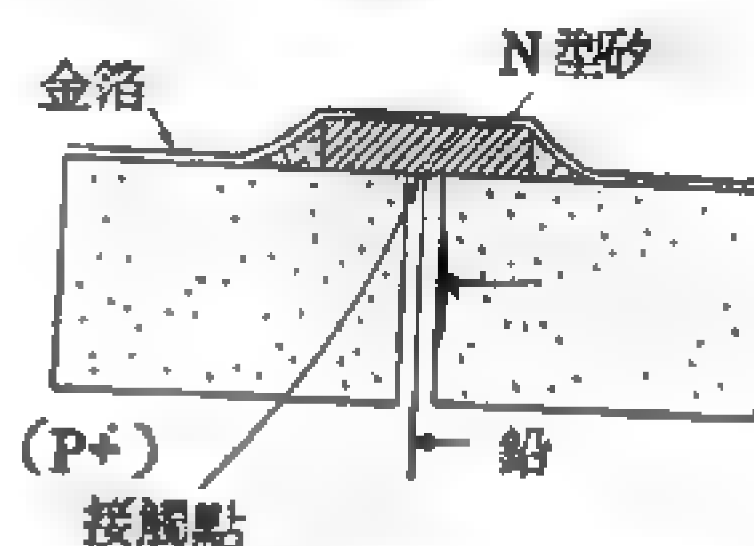
固態探測器爲一種探測核輻射的探測器，亦稱爲固態游離室（*solid ionization chamber*），以半導體探測器（*semiconductor detector*）爲其代表。半導體探測器的作用原理與充氣計數器的游離室之作用原理甚爲相似，僅是游離作用所生的電荷載體（*charge carrier*）不同。例如在普通游離室中，電子與正離子爲電荷載體；而在半導體探測器中，電荷載體卻是電子與電洞（*hole*）。

當一帶電粒子射入半導體中時，其價帶（*valence band*）上電子

可吸收帶電粒子的能量而躍至較高能帶上，於是在其原位上出現電洞。就矽（*Si*）半導體而言，產生一對電子與電洞所需的能量爲 3.5*eV*，約比普通游離室(充氬氣)產生一對電子與正離子所需的能量少八倍。換言之，同樣能量可使在矽中產生的電荷載體數約爲在氬氣中所產生的多八倍。因爲電荷載體增多，這使半導體探測器具有良好的能量鑑別率。目前的半導體鍺（*Ge*）所製成的低溫鍺探測器，產生一對電子與電洞所需之能量僅爲 2.9*eV*，效果更佳。



(a)接合型探測器



(b)表面勢壘探測器

圖 8—21

半導體探測器需要一高電場以收集所產生的電荷載體，普通使半導體中建立高電壓之電場的方法，有 *P-N* 型接合（*P-N junction*）及表面勢壘（*surface barrier*）兩種，分別製成之半導體探測器，稱爲 *P-N* 型接合探測器（*P-N junction detector*）及表面勢壘探測器（*surface barrier detector*），如圖 8—21 所示。

以上半導體探測器適於探測帶電粒子、重游離粒子（*heavy ionizing particles*）及核分裂反應所生的分裂物等。另有一種半導體探測器，稱爲鍺-鋰探測器（*Ge-Li drifted detector*），可探測 γ 射線，並具有極高的能量鑑別率，遠比普通*NaI*（*Tl*）閃爍探測器爲佳，現今已爲物理實驗室所廣泛採用。

【固態燃料】（Solid state fuel）

係指將燃料鈾製成固態片狀或圓柱狀之燃料。

【固體】（Solid）

凡具有一定體積和形態的物體，稱爲固體。

如金　石、竹、木等，其分子之凝集力甚強，有一定之形狀及體積。推動其一部分，則其全體皆運動。雖受壓力，而其體積及形狀不易變更，這便叫固體。

所有眞正的固體均以結晶態（*crystalline state*）存在。如石英（*quartz*）及岩鹽（*rock-salt*），或是糖及洗濯蘇打等日常用品，從外在形狀即可明顯地看出其結晶形態，它們受相互以特定角度相交的平面限制。

通常所使用的器具都是固體；大部分的金屬（例如：鐵、金、鋁、鉛、銅等）在常溫下都是固體。固體可以稱出其重量，也可以求出其體積，利用重量和體積的商，我們可以辨別不同的物質。

在固體中，原子（或分子）受電磁力的作用，很緊地集中在一起，並且固立於固定的位置上，這些電磁力的數量級與使分子固結一起的力之數量級是一樣的。因之只要物理情況如氣壓和溫度沒有顯著的變更，一個固體的形狀及體積就保持原狀不作改變。固體中，平均原子（或分子）間的間隔距離的數量級為 10^{-10} 米，約和分子的直徑的大小相等。

研究固體特性時，常根據這些電子結合的情形、分配的狀態，而劃分固體為：

1. 離子晶體（*ionic crystals*）——例如氯化鈉（$NaCl$）、硫化鈣（CaS）及氟化鉀（KF）等。
2. 價鍵結晶（*valance crystals*）——如金剛砂（SiC）、鑽石等。
3. 金屬（*metals*）——如銅（Cu）、銀（Ag）及鎂（Mg）等。
4. 范得瓦結晶（*Van der Waal's crystals*）——如氬（Ar）及大部分的有機晶體。

當然大部分的固體都介於這些例子之間，只為了方便，而做這些分類，提出極端的情形。

【固體之表面張力】(Surface tension of solid)

除了液體有表面張力之外，固體亦同樣有表面張力。固體表面張力雖尚未有一可靠之測定法，但由下式亦可求得其值

$$\frac{RT}{M}\ln\frac{c_2}{c_1}=\frac{2\gamma}{\rho}\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)$$

γ 表示固定粒子浮在水中時，固體與水間之界面張力 (*boundary tension*)。所以若測粒子均勻之二種粉末 (半徑 r_1 及 r_2) 對於水之溶解度 (c_1 及 c_2)，則用此式可得 γ 之值。此式之證明如下：設有大小兩種球形固體，其半徑各為 r_1，r_2。若由大球取出小量 dm 加於小球時，必須作功。因大球之表面積 $S_1 = 4\pi r_1^2$，若因取出 dm 而半徑減少 dr_1，則其表面積之減少 ds_1 為

$$ds_1 = 4\pi r_1^2 - 4\pi(r_1 - dr_1)^2$$
$$= 8\pi r_1 dr_1 - 4\pi(dr_1)^2$$

因 $(dr_1)^2$ 甚小，故上式右邊之第二項可忽略不計。則

$$ds_1 = 8\pi r_1 dr_1 \quad \text{或} \quad dr_1 = \frac{ds_1}{8\pi r_1}$$

因其半徑減少 dr_1，所以其體積減少 $4\pi r_1^2 \cdot dr_1$，設固體之密度為 ρ，則

$$dm = 4\pi r_1^2 \cdot dr_1 \cdot \rho = 4\pi r_1^2 \cdot \frac{ds_1}{8\pi r_1} \cdot \rho = \frac{\rho_1 r_1}{2} ds_1$$

$$\therefore ds_1 = \frac{2}{\rho r_1}\, dm$$

又設此固體單位表面積之表面自由能 (*free energy*)，即表面張力為 γ。則縮小表面之自由能減少

$$\gamma ds_1 = \frac{2\gamma}{\rho r_1}\, dm$$

又將 dm 加於小球時，其表面積必增加。設其表面積增加 ds_2，則同上方法，可得

$$ds_2 = \frac{2}{\rho r_2}\ dm$$

於是，因增加表面積 ds_2 ，所增加之表面自由能爲

$$\gamma ds_2 = \frac{2\gamma}{\rho r_2}\ dm$$

但設大球小球之 γ 值相等。

所以將 dm 由大球移至小球時，其表面能量之增量爲

$$\gamma ds_2 - \gamma ds_1 = \frac{2\gamma}{\rho}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) dm$$

若另設由大球固體有 dm 因昇華變成蒸氣，將此蒸氣再運搬至小球之旁邊後，使凝固加入小球。因固體之蒸氣壓，隨粒子之大小而異。設大球、小球旁邊之蒸氣壓各爲 p_1、p_2，每克固體之昇華熱爲 L 。則昇華 dm 時，必須給與能量 Ldm。又因昇華時體積增加，所以亦要向外作功，其能量爲

$$p_1\ (V_1 - V)\frac{dm}{M}$$

但 V_1、V 各爲固體蒸氣之克分子容（1克分子量之容積），M 爲分子量。又要將 dm 克之蒸氣由壓力 p_1 變至 p_2 所要之功爲

$$\frac{dm}{M} RT\ln\frac{p_2}{p_1}$$

R 爲氣體常數，T 爲絕對溫度。

又使壓力 p_2 下之蒸氣變爲固體所要加之功爲

$$p_2\ (V_2 - V)\frac{dm}{M}$$

最後將此蒸氣凝固成固體合併於小球，所放出之能量爲 Ldm，所以總能量之增量爲

$$Ldm - p_1\ (V_1 - V)\frac{dm}{M} + RT\ln\frac{p_2}{p_1}\cdot\frac{dm}{M} + p_2\ (V_2 - V)\frac{dm}{M} - Ldm$$

上式Ldm爲昇華潛熱(*latent heat of sublimation*)，並非自由能，但因可消掉，所以剩下的只是自由能。若假定此蒸氣爲理想氣體，則

$$p_1V_1 = p_2V_2 = RT$$

因此上式之自由能之增量爲

$$(p_1 - p_2)V\frac{dm}{M} + RT\ln\frac{p_2}{p_1}\cdot\frac{dm}{M}$$

上述兩式，雖其過程不同，但其開始及最後狀態均未變。所以兩狀態自由能之差應相等，則

$$(p_1 - p_2)V\cdot\frac{dm}{M} + RT\frac{dm}{M}\ln\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\rho}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)dm$$

固體之分子容　$V = \frac{M}{\rho}$

$$\therefore\quad \frac{RT}{M}\ln\frac{p_2}{p_1} - \frac{p_2 - p_1}{\rho} = \frac{2\gamma}{\rho}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)$$

因上式，左邊之第二項較第一項甚小，所以可忽略不計

$$\therefore\quad \frac{RT}{M}\ln\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\rho}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)$$

固體之昇華壓因粒子之大小而異，所以其對於液體之溶解度亦因其粒子大小而異。一般溶質(液體或固體)對於溶劑(液體)之溶解度，可視爲該溶質平衡之蒸氣溶於溶劑時之溶解度，卽溶質、溶質之蒸氣及溶液之三相成平衡狀態。又由亨利定律(*Henry's law*)，知蒸氣壓與溶液之濃度成正比。所以上式可寫爲

$$\frac{RT}{M}\ln\frac{C_2}{C_1} = \frac{2\gamma}{\rho}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)$$

但C_1及C_2各爲半徑r_1及r_2之粒子在溶液中成飽和時之濃度。ρ爲粒子之密度，M爲粒子在蒸氣狀態時之分子量，γ爲液體與粒子間之界面

張力。

【固體之膨脹】(Expansion of solid)

熱能促進物體分子之振動，以熱加於物體，使其溫度增高，則分子之振動劇烈，各分子離開，而其體積增加，此種現象謂之膨脹。物體受熱之作用所增加之全體積謂之全膨脹。

固體的膨脹率，是隨物質的種類而不同，所以可利用來作複合金屬棒。如圖8—22，它是利用熱膨脹率相差很大的兩種金屬疊合在一起造成的。溫度上升時，膨脹率大的那一面會向膨脹率小的一面彎曲。自動記錄溫度計、溫度調節裝置等（如圖8—23），都是利用它造成的。



圖8—22 複合金屬棒

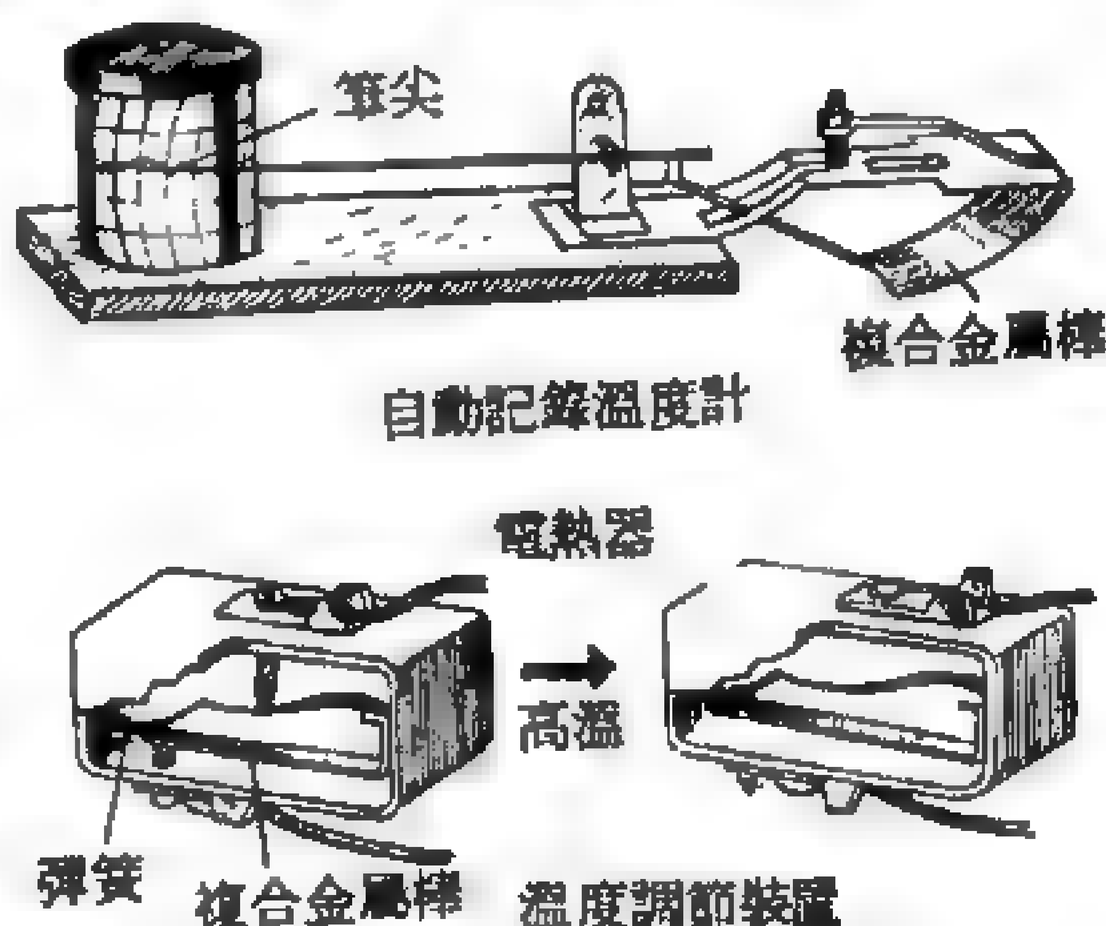


圖8—23

【固體比熱】(Specific heat of solids)

由簡單分子所構成的固體比熱，在常溫或較高溫度時大多遵守杜隆、泊替定律（ *Dulong - Petit's law* ）；即其值與溫度及物質的種類無關，而約等於定值6卡／度克分子，此結果可由能量均分定律導出，但要泵計電子能量部分。在低溫時，愈接近零度，固體比熱愈不符杜隆、泊替定律。愛因斯坦將組成固體的N個原子的振動視作$3N$個同一頻率的共振子，並考慮蒲朗克量子論 在性質上說明低溫時的比熱。此後德拜（ *Debye* ）將愛因斯坦的理論修正，認爲$3N$個共振子的頻率

並非同一個頻率，而是成從零到一個最高值的分佈。如銀、鋁、石墨等單原子金屬以及氧化鋁、食鹽等簡單分子的固體比熱大致可由德拜理論說明。但對需要考慮分子內振動的固體，德拜理論又不完美。波恩將這種固體的彈性振動適用德拜比熱式，對分子內振動則適用愛因斯坦比熱式，而利用這兩種比熱之和加以說明。以後布拉克曼（*Blackman*）又考慮由於固體原子構造彈性振動的傳播速度與頻率有關，然後將波恩理論加以修正。

在極低溫時自由電子的比熱不能忽略，又各種相之轉變現象，例如，轉變的異常比熱亦須考慮。又通常被測出的比熱係定壓比熱 C_p，但由上述理論導出者係定容比熱 C_v，故須利用 $C_p - C_v = TV\alpha^2/\beta$ 關係加以修正，其中 α 爲膨脹係數，β 爲壓縮係數，V 爲體積。C_p 與 C_v 之差在低溫時甚小。

參閱“愛因斯坦比熱理論（*Einstein's theory of specific heat*）”條。

【固體火箭推進劑】（Solid fuel for rocket）

近代的固體火箭用的推進劑可分成兩大類：雙基和複合推進劑，雙基推進劑類似無煙火藥，其主要成分是硝酸甘油（*nitrogly cerine*）和硝酸纖維素（*nitrocellulore*）；複合推進劑主要成分是氧化劑和燃料，如氧氯化銨（NH_4ClO_4）是一種很普通的氧化劑。常用的燃料，有土瀝青（*asphalt*）、各種塑膠和橡皮。爲了增高燃燒氣溫，增高性能，燃料中可攙入鋁粉，大致的製造程序是把氧化劑和燃料混勻後，鑄成特種形狀裝入火箭。巨型固體火箭，多是將混合好的氧化劑和燃料，直接澆鑄（*cast*）在火箭殼內，然後放入可以調節溫度與氣壓的烘爐烘乾（燃料起初大都是膠狀液體）。爲了安全，所有的步驟都用機械代勞，在碾碎攪勻等等過程中，工人從不直接與推進劑接觸。

固體推進劑，是從表面向內層燃燒。普通燃燒率（*burning rate*）

每秒鐘0.03至2.5吋，燃燒率視反應器氣壓而定，高氣壓情況之下，燒得快。根據實驗，燃燒率可用下列公式代表

$$r = aP_c^n$$

P_c 是反應器氣壓，a 和 n 是從實驗中決定的常數，a 在0.002至0.05之間，n 在0與0.9之間。

【固體炭精棒】(Solid carbon)

如乾電池的正電極。

【固體密度】(Solid density)

即固體單位體積的重量。

各種有規則固體，可由其重量及體積直接求得密度。但若應用阿基米德原理(*Archimedes principle*)，則雖固體之體積不規則，亦可由其在水或其他液體中減輕的重量推求之。

若測定對水不溶解且具有一定形狀之固體如銅塊、玻璃片等物體之密度時，可用下式求之

$$\frac{w}{\rho} = \frac{w'}{\rho - \rho'}$$

式中 ρ' 及 ρ 各爲液體及固體之密度，w 及 w' 各爲固體在空氣中及液體中之重量。若所用液體爲4°C水時上式變爲

$$\frac{w}{\rho} = \frac{w'}{\rho - 1}$$

$$\therefore \quad \rho = \frac{w}{w - w'}$$

必要時須加以空氣浮力之改正。

【固體整流器】(Solid rectifier)

利用金屬與半導體接觸表面間的單向導電性而作成的整流器。應用最廣的有紅氧化亞銅(Cu_2O)整流器與硒(Se)整流器。若將銅片放

到近於其熔化溫度（ 1,000～ 1,050℃ ）的爐內 ，則在銅片表面上就形成一層氧化亞銅。氧化亞銅與尚未氧化的銅的接界處具有單向導電性。與此相同的鐵片經過熱處理加上一層硒後，在二者接觸的地方也就具有單向導電性。

氧化亞銅整流器，是由若干個含有兩塊圓片的元件所組成的整流器。兩個圓片中的一個爲蓋有氧化亞銅的銅片（一極），另一片是銲接於氧化亞銅薄層上的鉛片（另一極）。已整電流的容許密度不超過 0.3 安培／平方厘米。每個元件能夠整流的電壓可達6伏特。但爲了工作可靠起見，每個元件上所加的電壓一般應低於 6 伏特，爲了對更高的電壓進行整流，可將若干元件串聯在一起，組成整流棍，所謂整流棍是用黃銅墊圈和螺栓壓緊的。爲了更好的冷卻，在各個元件之間加入鋼質散熱片。氧化亞銅整流器的效率很高，壽命很長，使用與維護也較簡單，不過比較重，價錢也要貴些。

硒整流器在結構方面與外形方面都與氧化亞銅整流器相似。硒元件就是一面塗有硒層的鐵片或圓盤。硒表面鍍了一層金屬以便能更好的接觸。一個元件上的容許電壓等於12～15伏特，而電流密度則爲 50 毫安／平方厘米。

無線電愛好者常利用固體整流器，特別是在電子管不多的小型收音機裏，尤爲常見。

【固體輻射體】（ Solid radiating body ）

空腔輻射體（ *cavity radiation body* ），只有在需要有黑體（ *black body* ）特性時才用得上。實際上，不見得都要用黑體 ，通常灰體（ *gray body* ）也就夠了。紅外線光譜儀，通常就是用一根燒結的碳化矽作簡便的輻射源，這種材料的放射度約爲0.78（對波長 2～ 15μ 的輻射而言），其典型的操作溫度是1,300°K。紅外線光譜儀器用的另外一常用輻射源是由鋯與釔的氧化物混合製成，也是用直接通電來加熱

。

金屬輻射體，通常是以電熱器的型態，廣泛地用於工業和家庭方面，因爲它們放射度很低，故難以作爲研究之用。例如鎢絲，0.9 μ 的放射度是 0.38，2μ 的放射度是 0.10，5μ 的是 0.05，10 μ 以上的是 0.04，能在表面產生氧化物保護層的合金，放射度較大，如鎳鉻（*nichrome*），一種廣泛地用於電暖爐、電熱器、烤箱等的電阻絲，其 1 μ 的放射度爲 0.85，10 μ 的是 0.7。

【坡印廷】（John Henry Poynting 1852—1914）

1852 年九月九日生於曼徹斯特附近之崇頓（*Monton*），在曼徹斯特之歐文（*Owens*）學院及劍橋大學之三一學院攻讀。1880 年任瑪森（*Mason*）學院物理學教授，後在伯明罕大學任教迄至 1914 年三月三十日逝世。

坡印廷從事測定重力常數及地球平均密度的實驗達十二年之久，其最著名的研究工作是在電磁場中能量的流動，創立坡印廷定理及坡印廷向量。對輻射及光的壓力也有論文發表，並有著作多册。1888 年入選英國皇家學會會員。

【坡印廷向量】（Poynting's vector）

假設電磁場內單位體積佔有 N 個粒子，每個粒子所帶的電荷是 q，則電磁場對它所作的功率是

$$N\vec{F}\cdot\vec{v}=qN\vec{E}\cdot\vec{v}=\vec{J}\cdot\vec{E}$$

因爲電流密度 $\vec{J}=qN\vec{v}$（同樣的討論也適用於數種粒子的狀況），因此能量守恆，可被認爲是在所討論的體積 V 內，能量的改變等於電磁場對所含物質所作的功及流出包圍此體積表面 Σ 的能量和，亦即

$$-\frac{\partial}{\partial t}\int_v u\,dV=\oint_{\Sigma}\vec{S}\cdot\vec{n}\,da+\int_v\vec{E}\cdot\vec{J}\,dV \qquad (1)$$

根據高斯定理（*Gauss theorem*）知右式第一項爲

$$\oint_{\Sigma}\vec{S}\cdot\vec{n}da=\int_{v}(\nabla\cdot\vec{S})dV$$

故（1）式等於 $-\frac{\partial}{\partial t}\int_{v}udV=\int_{v}(\nabla\cdot\vec{S})dV+\int_{v}\vec{E}\cdot\vec{J}dV$

因爲積分體積是任意的，故

$$-\frac{\partial u}{\partial t}=\nabla\cdot\vec{S}+\vec{E}\cdot\vec{J} \qquad (2)$$

我們還沒有講到 u 和 $\vec{S}$ 的形式是什麼？不過我們至少有理由假定兩者都是電磁場 $\vec{E}$ 及 $\vec{B}$ 的函數，從這種假定，我們希望利用馬克士威方程式（*Maxwell's equation*），將右式的 $\vec{E}$、$\vec{J}$ 化作某些項對時間的偏導數，加上某些項對空間的散度，藉以獲得一個合用而且不和能量守恆衝突的 u 和 $\vec{S}$ 的形式，這就是坡印廷所採取的步驟，我們在這裏並不特別地考慮 u 和 $\vec{S}$ 的表現形式的單一性。

從馬克士威方程式知

$$\vec{J}=\frac{c}{4\pi}\nabla\times\vec{B}-\frac{1}{4\pi}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (3)$$

因此 $\vec{E}\cdot\vec{J}=\frac{c}{4\pi}\vec{E}\cdot(\nabla\times\vec{B})-\frac{1}{4\pi}\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$

根據向量分析知

$$\nabla\cdot(\vec{B}\times\vec{E})=\vec{E}\cdot(\nabla\times\vec{B})-\vec{B}\cdot(\nabla\times\vec{E})$$

$$\vec{E}\cdot(\nabla\times\vec{B})=\vec{B}\cdot(\nabla\times\vec{E})-\nabla\cdot(\vec{E}\times\vec{B})$$

$$=-\frac{1}{c}\vec{B}\cdot\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}-\nabla\cdot(\vec{E}\times\vec{B})$$

$$\vec{E}\cdot\vec{J}=-\frac{c}{4\pi}\left\{\frac{1}{c}\vec{B}\cdot\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}+\nabla\cdot(\vec{E}\times\vec{B})\right\}-\frac{1}{4\pi}\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

$$= -\frac{c}{4\pi}\nabla\cdot(\vec{E}\times\vec{B}) - \frac{1}{8\pi}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{B}\cdot\vec{B}+\vec{E}\cdot\vec{E})$$

比較(2)及(3)式得

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{1}{8\pi}(\vec{E}\cdot\vec{E}+\vec{B}\cdot\vec{B}) \\ \vec{S} &= \frac{c}{4\pi}(\vec{E}\times\vec{B}) \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

$\vec{S}$被稱爲坡印廷向量，表示能量的流出率，如所穿過的小面積da 之法線方向的單位向量爲$\vec{\hat{n}}$，則流出da的能量，每秒爲$\vec{S}\cdot\vec{\hat{n}}da$。

u是在電磁輻射場中的能量密度。如果所討論的空間爲具有(μ、ε)常數的介質，則在常觀之下，(4)式應該被修改爲

$$u = \frac{1}{8\pi}(\vec{E}\cdot\vec{D}+\vec{B}\cdot\vec{H})$$

和

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}(\vec{E}\times\vec{H})$$

【坡印廷定理】(Poynting's theorem)

$$\int_s (\vec{E}\times\vec{H})\cdot\vec{n}da + \int_v \vec{E}\cdot\vec{J}dV = -\int_v \left\{\vec{E}\cdot\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+\vec{H}\cdot\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right\} dV$$

其中$\vec{n}$是垂直平面s的單位向量，$\vec{E}$爲電場強度，$\vec{B}$爲磁通量密度，$\vec{H}$爲磁場強度，$\vec{J}$爲電流密度，$\vec{D}$爲電位移。

【垂直放大器】(Vertical amplifier)

放大的對象是垂直信號電壓。

【垂直控制】(Vertical hold control)

電視接收機中控制垂直掃描振盪器頻率的機件。

【垂直掃描】(Vertical sweep)

電視對畫像掃描由頂至底之掃描線。

【夜天光】(Night sky light)

夜天光是夜間天空光亮的總稱。在晴朗無月的晚上，看到的天空光亮就是夜天光。過去的人認爲這種夜天光是來自星光和黃道光，但根據科學的測定和計算，夜天光往往比各種星體應有的總亮度還要大二、三倍，顯然是與高空大氣的發光有關。因爲高空大氣中的分子和原子，在白晝受到太陽的輻射，從穩定的狀態變爲激發的狀態，到了晚上，那些分子和原子逐漸恢復原來的穩定狀態，就會發光，而成爲夜天光。

中、低緯度上層大氣圈中，常有夜天光的現象，這是廣泛分散而近似穩定的高層大氣中的發光現象；與高緯度間歇發射之極光不同。沒有月亮的黑夜中，天空發亮有百分之四十是因爲它的關係。這是地球自己的光，因爲高層大氣圈裏的分子氧（O_2）、分子氮（N_2）、氫氧根（OH）及原子氧（O）與原子鈉（Na）受到太陽輻射質點轟擊而發生的化學反應，因之，產生這種夜天光。

夜天光的亮度，只有極光的一萬分之一，有些科學家認爲有些動物能夠在黑夜中看到東西，就是因爲牠們的眼睛對夜天光特別敏感之故。一夜之間發光強度之改變頗有規律；且逐夜隨天空之不同而變動。其激發能量甚低，溫度約在200至300°K，可能因日間貯存之潛能釋出。發射可由三種原子相撞產生分子而起，或由於原子與分子間二體反應而起（或由離子之再生組合）。

在國際地球物理學年的觀察中，曾經放射了裝有感光計和分光設備（用以分析光譜的）等儀器的高空火箭，希望能發現夜天光的作用。這種火箭能夠飛升到很高的天空中去，那裏的星星和太陽光輝的圓盤都存在於一片黑色的空中，無論在白天或是夜間，都可以偵察夜天光的情形。

夜天光與空中光不同，空中光爲太陽所發之光線，被大氣中之懸浮體所分散後，而進入吾人眼簾之光。

【奇分子】（Odd molecule）

含奇數價電子的分子。

【奇奇原子核】(Odd-odd nuclei)

含奇數個質子，奇數個中子的原子核。

【奇偶原子核】(Odd-even nuclei)

含奇數個質子，偶數個中子之原子核。

【奇異性】(Strangeness)

奇異粒子的產生是由強交互作用，而其衰變則為弱交互作用，半衰期大約 10^{-10} 秒左右，這種生成和衰變的過程基於不同的反應。於1951年日人南布、西島等四人曾提出連帶產生（*associated production*）假說，予以說明。1952年美人派伊士（*Pais*）也提出相同的理論，謂普通粒子以高能互撞時，所產生的奇異粒子必是兩個以上成對產生的，對強作用而言，一個奇異粒子不能衰變成普通粒子。此假說不久即被證實，在1953年西島和美人葛爾曼更進一步解釋，謂奇異粒子的緩慢衰變，歸根於一項守恆定律，即奇異性守恆（*conservation of strangeness*），他們把奇異粒子加上一個新的量子數，稱為奇異性。他們的理論是：一切基本粒子都有一奇異性，普通粒子的奇異性為零，奇異粒子的奇異性不為零，而一群粒子的奇異性是每個粒子的奇異性之和。當一群粒子之間發生強作用時，奇異性必須守恆，但如發生弱交互作用或電磁作用時，則其守恆性會被破壞。

【奇異粒子】(Strange particles)

這是一族短生命的基本粒子，它們的產生，是由於強交互作用。當用宇宙射線或強力的原子擊破機的高能射線去分裂原子時，這些衰變出來的奇異粒子可以在威爾遜雲霧室或汽泡室中，造成軌跡。

奇異粒子最初是在1947年，宇宙線的實驗中被發現，以後又繼續發現了新的奇異粒子，這些粒子包括 *K*-介子（*K-meson*）和超子（*hyperons*）兩類。

所謂超子，是質量大於質子或中子之粒子，可分為三種，即Λ超子(*lambda hyperon*)、Σ超子(*sigma hyperon*)及X超子(*xi hyperon*)。Λ超子質量最輕，約為質子的1／5，現在只知有中性的Λ超子一種。Σ超子有正、負和中性三種，每種的質量都約為質子的三分之一。X超子較Σ超子略重，只有負性和中性的兩種為已知。

以上六種次原子微粒都是反粒子(*anti-particle*)。負性Σ超子比正性的重量稍有不同，因此它不是正Σ超子的反粒子。於此已知超子總數為 12 。

此外的奇異粒子是*K*介子類，它比質子或中子輕，比派介子(*pion*)重。*K*介子共有四種，即正*K*介子、負*K*介子及兩種中性介子。

在高能量下，巨型的原子擊破機可以生產成對的正*K*介子和負*K*介子。在低能量下，則可以生產出*K*介子和Λ或Σ超子。

一個*K*介子可以分裂成二個或三個派介子，或變成一個派介子、一個μ介子及一個微中子。

【奇異數】(Strangeness number)

描述某些基本粒子的量子數。

【奇諧波】(Odd harmonic)

基本波的單數倍波，對正弦波(*sinusoidal wave*) 的影響常令基本波失眞，變為方形波(*square wave*)，此為任何奇數副波所共同的特性。

【奈表】(Nepermeter)

電表度盤記錄以奈培為單位者。

【奈特移動】(Knight shift)

在磁場$\vec{H}$內，由於電子自轉的極化，會在該磁場方向造成一單位電子的平均磁矩

$$<\mu_e> = \frac{1}{n}\chi_p \vec{H} \qquad (1)$$

由接觸超精細作用的理論可知，位於$\vec{r}$處的電子將與位於$\vec{R}$處的原子核的磁矩$\vec{\mu_I}$產生"接觸交互作用"

$$\mathscr{H}_{int} = \frac{8}{3}\pi(\vec{\mu_I}\cdot\vec{\mu_e})\delta(\vec{r}-\vec{R}) \qquad (2)$$

將(1)式代入(2)式，可求出平均能量

$$<\mathscr{H}_{int}> = \frac{8}{3}\pi\frac{\chi_p}{n}H|\psi(0)|^2$$

$$= \Delta\vec{\mu_I}\cdot\vec{H}$$

式中$|\psi(0)|$爲波函數在原子核處的值。

這個能量可以解釋爲它是由於原子核磁矩的改變$\Delta\vec{\mu_I}$所產生的，即是在磁場內，它的共振頻率的移動，這就是奈特移動。

很顯然地，奈特移動與χ_p成正比，而χ_p又與處於費米能階的狀態密度成正比，所以從量度奈特移動，可能決定在費米能階的波函數中的S分量。奈特移動對金屬、合金和超導體的研究都極具價值。

【奈培】(Napier；Neper)

一種用來表示信號或聲音水平變動大小的單位。它是一種對數單位(是自然對數而不是常用對數)，按對數標度測量增益或衰減時所用的測量單位。

電壓(或電流)在放大以後與放大以前比值的自然對數等於1(即電壓增大爲$e=2.72$倍)，稱此電壓的增益爲1奈培，得

$$奈培 = \frac{1}{2}ln\frac{P_2}{P_1}$$

$$N奈培 = ln\frac{E_2}{E_1}$$

式中E_1與E_2分別表示放大（或衰減）以前和以後的電壓，P_1及P_2代表輸入及輸出的電力。在放大時，N為正值；衰減時，N為負值。然而使用得比較廣的是另外一個對數單位分貝。因為電壓的增益或衰減用分貝表示時，得

$$N\text{分貝} = 10\log_{10}\frac{P_2}{P_1}$$

$$N\text{分貝} = 20\log_{10}\frac{E_2}{E_1}$$

而某數的自然對數近似地等於該數的常用對數的2.3倍，故得：

$$N\text{奈培} = 8.686N\text{分貝}$$

$$N\text{分貝} = 0.1151N\text{奈培}$$

【姆歐】（Mho）

姆歐是電導和導納（*admittance*）的單位。其值為歐姆的倒數。一姆歐是兩端電位差為一伏特而能維持一安培電流的導體之電導。

【孤立系統】（Isolated system）

一熱力系統若不與其他熱力系統發生熱作用，即此系統完全放在絕熱壁內，則為孤立系統。任一並非孤立的系統，可視為是一個更大的孤立系統的一部分。根據熱力學第一定律，孤立系統中熱傳遞$dQ = 0$，故內能U變化完全起因於外功W，即$dU = dW$。

【孤立波】（Solitary wave）

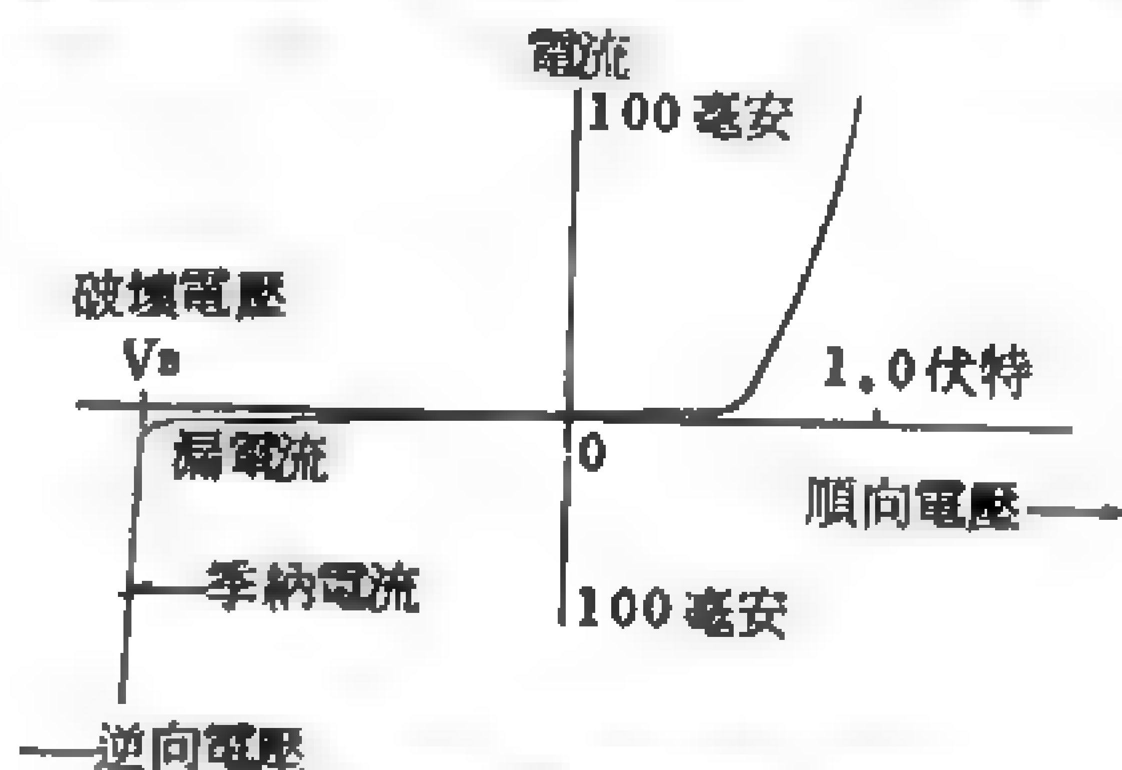
振動一次即止，所成的單獨存在之波，稱為孤立波。

【季納二極管】（Zener diode）

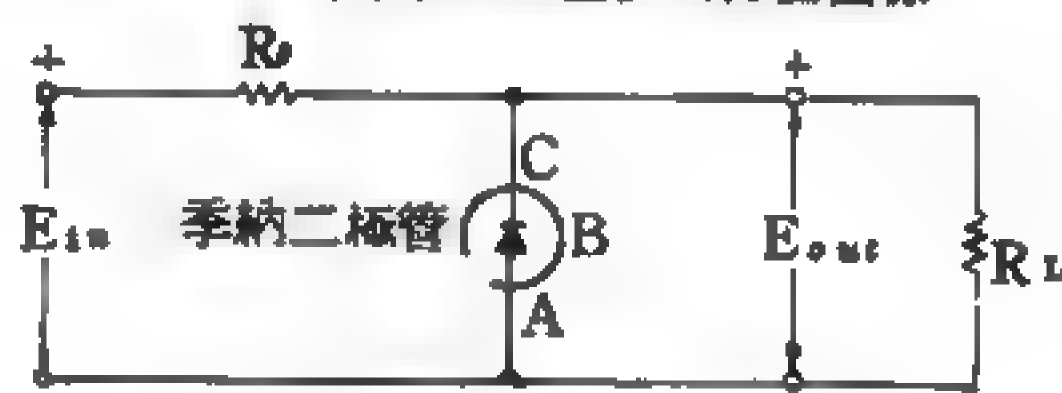
在整流器方面，由鍺式矽所製造的P-N二極管，已用了很多年了。雖然此種二極管可以傳導相當大的電流，但與二極電子管比起來，其最大安全逆向偏壓（*maximum safe inverse voltage*）太低。

從季納二極管的特性曲線可知，如果加上約1伏特的順向偏壓後，

就是一固定電流在二極管中流過。反之，逆向偏壓加上後，此二極管與一般的二極管一樣會發生電流停止流動的現象。如逆向偏壓繼續增加，就有一股小的負電流（漏電流）開始流過，此現象也與一般的二極管相同，但此漏電流並不損及二極管的整流作用。逆向偏壓再繼續增加，並超出季納二極管的最大安全逆向偏壓（稱臨界逆向偏壓）時，負電流就突然急遽增加，此時的臨界逆向偏壓（最大安全逆向偏壓）就是季納二極管的破壞電壓(*breakdown potential*)，這就是圖 8－24(*a*)特性曲線所示負電流的彎曲部分。此種電流突然增加的現象，是由原子價鍵破壞而產生大量自由電子所造成，由於季納（ *C. Zener* ）首先解釋此現象，所以此二極管稱爲季納二極管，此種突然增加的負電流又稱爲季納電流（ *Zener current* ）。普通的二極管永不能動作於此破壞電流區域內，但此季納二極管則可。



(a)季納二極管的特性曲線



(b)季納二極管調整器

圖 8－24

由於季納二極管之特殊性質，所以可以做爲電源輸出電壓的調整器。圖 8－24 (*b*)線路的輸入電源爲一稍有變動的直流電壓，變動直流電壓經調整線路後，在線路的輸出端就成爲一固定大小的直流電壓。此處所指的直流變動電壓（ E_{in} ）可能就是一電源的輸出電壓，因爲電源輸出電壓不穩定，所以需要調整電源電壓，使其成平穩的輸入，如此方可作爲眞正的電源。在電流（圖 8－24 (*b*)）中，季納二極管是反接的（也就是輸入直流電壓爲其逆偏壓），因此季納二極管的陰極接在輸入

電壓之正端，陽極接在負電壓端。當輸入的變動直流電壓大於季納二極管的破壞電壓時，二極管內就有一相當大的季納電流通過，同時由於負載電阻（ R_L ）跨於季納二極管的兩端，所以也有一部分電流由電阻（ R_L ）流過。在此狀況下，流經電路串聯電阻（ R_s ）的電流，為季納電流與負載電流（流經負載電阻之電流）的總和。

假如輸入的直流電壓（ E_{in} ）增加時，季納電流與負載電流都會增加。由於季納二極管的電阻隨電流增加而下降，所以當輸入電壓增大時，大部分電流都經季納二極管流過，負載電流幾乎無任何變動，因此季納二極管能使輸出電壓（ E_{out} ）維持一固定的值。負載電阻如果有所變動，對於季納二極管也會有一相同的效應。當負載增大（負載電阻值變小）或減小（負載電阻值變大），經過並聯季納二極管的電流，也就相應的降低或增大。因此季納電壓調整器的輸出電壓幾乎維持在一固定的電壓值。

【季納效應】（ Zener effect ）

如果一晶體的價電子剛好填滿一層或多層能帶，此晶體稱為絕緣體。通常加電場於絕緣體上時，不會有電流產生。但若所加電場非常大時，則電子就可能得到足夠的能量克服能階間隙，而跳到空的較高能帶中去。這時電子的活動性大增，因而會產生電流，這是一種穿隧現象。這種現象通常在某些半導體中可觀察到，例如在隧道二極體（ *tunnel diode* ）中之 P-N 接頭處，加強電場可測得反向電流，即為此種穿隧作用使然。這種強電場可破壞固體絕緣性的現象，稱為季納效應。

【季候風】（ Monsoon ）

季候風是由於水陸比熱不同，冬夏氣壓互異而發生的。夏季陸上氣溫增高為低氣壓部，海上氣溫較低為高氣壓部，冬季因陸上冷卻急速，海上冷卻遲緩，其氣壓恰相反。故夏季起向陸之風，冬季起向海之風，方向相反，每半年一變，是為季候風。以亞洲東南部最顯著，夏季印度

洋生西南風，吹至中國、日本，變爲南風或東南風；冬季印度爲東北風，中國、日本則爲北風或西北風。

【季節變化】(Change of season)

季節的變化，一是由於一年間的太陽高度的變化所引起；一是由於晝間長短的變化而引起。地球至太陽的距離，是跟季節的變化無關係的。

【宗數】(Argument)

如在三角函數表上的角度或在對數表上的數。

【定力】(Steady force)

又名連續力 (*continous force*)，力之大小不隨時間之經過而變動者。

【定子】(Stator)

卽場磁鐵。

參閱“場磁鐵 (*Field magnet*) ”條。

【定子鐵芯】(Stator core)

電樞是固定者。

【定比定律】(Law of definite proportion)

凡純物質之化合物其各成分元素之質量比值爲一定。

【定向天線】(Directional antenna)

主要是在一個確定方向內發射或接收的天線。應用最廣的定向天線是環形天線。菱形天線則是一種應用很廣的定向發射天線。

在超短波中，定向天線作成按一定方式排列的偶極子系統，或者作成帶有拋物面反射器的偶極子。

【定向接收】(Directional reception)

主要是對由某個一定的方向傳來信號的接收。採用很廣的定向接收方法之一是利用環形天線的接收。環形天線所接收的主要是位於環形天

線平面內的電臺信號。

【定性光譜分析】(Qualitative spectral analysis)

利用分光鏡可查出複雜物質、混合物和合金的成分。任何一種複雜物質，到了極高的溫度（譬如電弧中的 5,000 ～ 6,000 度 ）就要分解成它的成分——元素。因此，複雜物質、合金和混合物的光譜，都是複光譜（ *complex spectrum* ）。它們是物質中一切成分的光譜疊在一起的圖案。通常先予曝光於照相底片，測定其中最鮮明的主要線條的頻率，然後決定它們是屬於那一種元素。這個過程叫做定性光譜分析。

【定沸點法】(Determination of boiling point)

溫度計置於一大氣壓的沸騰水蒸氣中，待水銀或酒精不再繼續上升時，該點即定爲沸點。

【定律】(Law)

物理學的目標，是要從已知的物理現象去推出一套簡單而普遍的原理；並且更進一步去預測以前沒有觀察到的結果。物理現象通常是非常複雜的，然而我們總可以有一些方法去處理它們。首先，有很多的性質是可以直接被量度的，如長度（ *length* ）、時間（ *time* ）、質量（ *mass* ）等等 。由這些觀念，由於實際上的需要，再可以衍生出其他的觀念（如能量是由質量、空間和時間三個觀念衍生出來的）。所有的觀念，都相當於直接或間接可被（確實）量度的性質。借助於這些觀念的術語，我們可以將已知的觀察或實驗的結果加以綜合歸納，而得出一些比較簡單的條理。這些條理往往是將一連串的可量度的量用邏輯術語或數學公式去貫串它。這些純粹由歸納而得來的結果，我們稱之爲定律。定律的發現，都是基於事實的需要，而其成立則須經實驗的證實。

【定流發電機】(Constant current dynamo)

發電機所產生的電流，其值爲一定不變者。

【定容比熱】(Specific heat at constant volume)

定容比熱之值係等於一克氣體之容積不變時，其溫度增高一度所需之熱量。

保持容積不變，加熱於氣體，使一克之量溫度增高一度時所需之熱量。

【定容氣體溫度計】（Constant volume gas thermometer）

若氣體體積保持一定，則其壓力與溫度有關，溫度升高，壓力漸增。定容溫度計用定容時之壓力爲其測溫性質。

此溫度計如圖8－25所示，由玻璃、瓷、石英、鉑或鉑銥合金製之泡（依用以測量溫度之範圍而定），以毛細管與水銀壓力表相連。泡中盛有氣體，置於待測溫度之盆中；升高或降下水銀貯存器使U形管左支之水銀與固定參考記號相合，而使泡中氣體保持一定。然後讀右支水銀之高，泡中氣體壓力即是兩水銀柱之高度差（乘以ρg）加上氣壓表所示之大氣壓力。令P爲在盆之溫度時之壓力值，則溫度爲

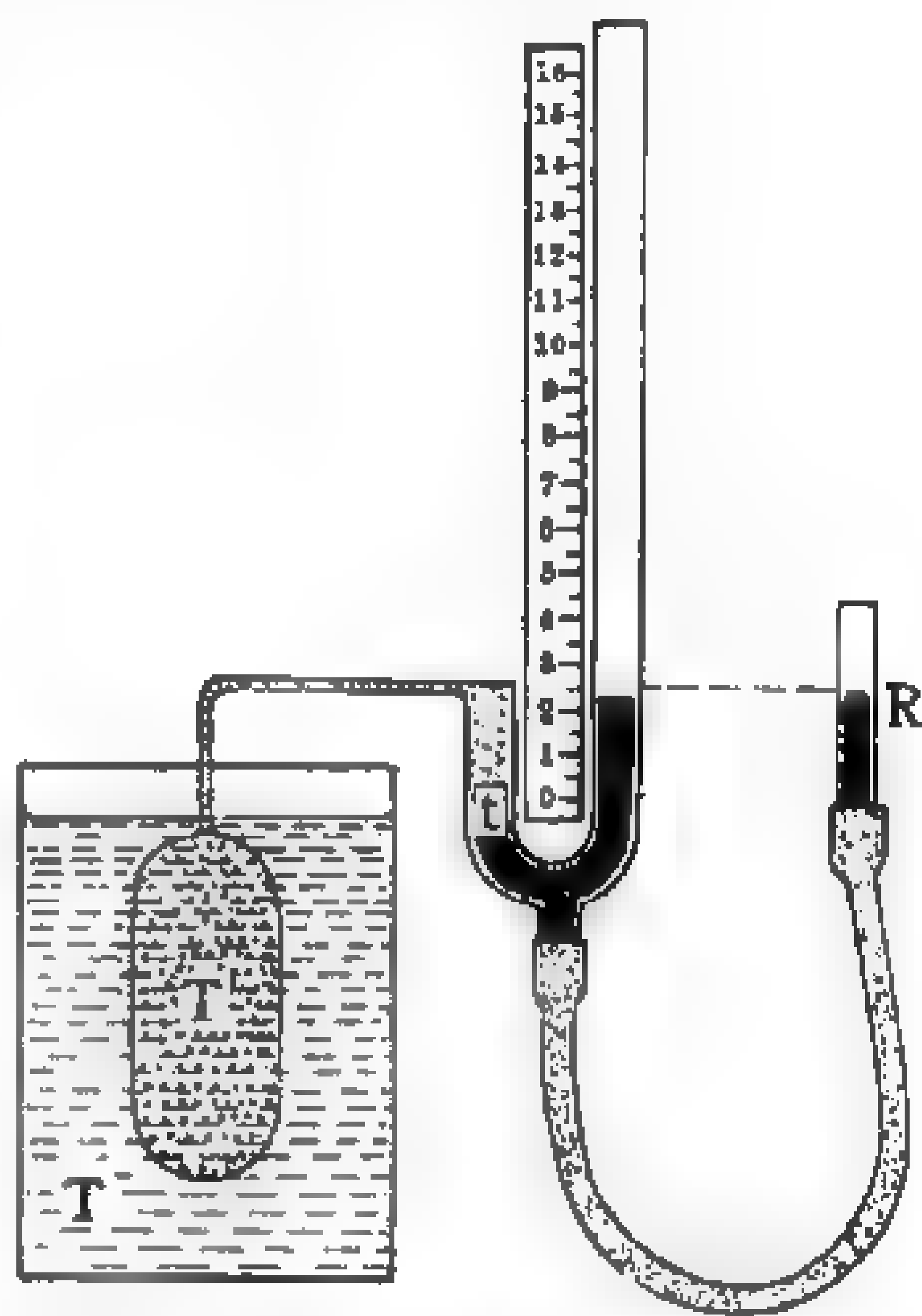


圖8－25
圖示爲一定容氣體溫度計，只需壓力表左支之水銀面一直保持於同一標度（0）上，則泡中氣體體積一定。水銀面總是能由容器R之升降而保持於零點之位置。

$$T(P)=273.16\,°K\frac{P}{P_{tr}}\qquad（定容）$$

【定容熱容量】（Heat capacity at constant volume）

由熱力學第一定律，在準靜的微分過程裏，一個在容積V內的氣體，受著P的壓力；由於內能U爲容積V的改變而吸收的熱流爲$đQ$，而

$$đQ = dU + PdV$$

所以

$$C = \frac{đQ}{d\theta} = \frac{dU}{d\theta} + P\frac{dV}{d\theta}$$

其中θ表溫度，然而$đQ$不是一個完全微分，隨路徑的不同而有所差別。因此，當我們定義比熱時，還需要註明所走的途徑爲何。常用的比熱是將容積固定，這樣量得的熱容量稱之爲定容熱容量C_V，即令上式中$dV=0$，故

$$C_V = \left(\frac{đQ}{d\theta}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial\theta}\right)_V$$

【定理】(Theorem)

定理和定律不同。一條定理可用其他的定理或定律證明它。但是，嚴格而言，一物理定律是不能從其他定律演導出來的，它是基於實驗或觀測歸納而得的描述自然現象的基本法則。然而實驗與觀測都受到儀器精密度的限制，因此，物理學上的定律並不是一成不變的鐵律。隨著儀器準確度的改進與所收集的資料的增多，我們可能發現某一定律在某一範圍外無法適用。這時我們可修改此定律，而用適用範圍更廣的新定律來代替舊定律。由於物理定律具有這一特性，我們可以說人類探測自然界奧秘的工作是不可能有止境的。在物理學裏我們沒有最後的眞理。

由上述可知定律是可更改的，但是定理一經證實成立後即不能改變，除非其所依據的理論發生問題，否則不能更改。

【定域聲子】(Localized phonon)

定域聲子起自當晶體中的離子被不同離子取代時，而引起的聲子譜改變。例如，若KCl晶體中將Cl^-離子以H^-離子取代。這種將重離子以輕離子取代的缺陷叫做U中心。取代的結果使在K^+離子包圍中之H^-離子的運動頻率增高，因此產生電雙極矩。而在H^-離子周圍的晶格運動

時會有輕微的變形，變形的大小隨著晶格與H^-離子的距離急速減小，這種方式的晶格振動就是定域聲子。定域聲子可以中子散射予以觀察（定域聲子與色中心的性質有幾分相似）。

參閱"色中心（*Color center*）"條。

【定傾中心】（**Metacentre**）

浮體受側外力時即成傾斜，浮心隨即變動位置。傾斜後浮力之作用線與未傾斜前重心與浮心連線之交點，稱爲定傾中心。此中心隨傾斜角的大小而變動。

浮體是由於其重量 Mg 被浮力所平衡，（如圖 8－26(*a*)所示），然而這種平衡，有時是穩定平衡（*stable equilibrium*），而有時是不穩定平衡（*unstable equilibrium*）。這要決定於物體的重心G及浮力中心B的位置而定。通常浮力中心（浮心）如果高於重心，則浮體的平衡必定是穩定的，不過浮心低的時候並不就啓示浮體不能平衡（如圖 8－26 (*b*) 所示）。如浮體受外力而傾斜時，浮心比重心要移得遠些，則兩者之間所生的轉矩，會促使浮體恢復原狀，而成穩定平衡。

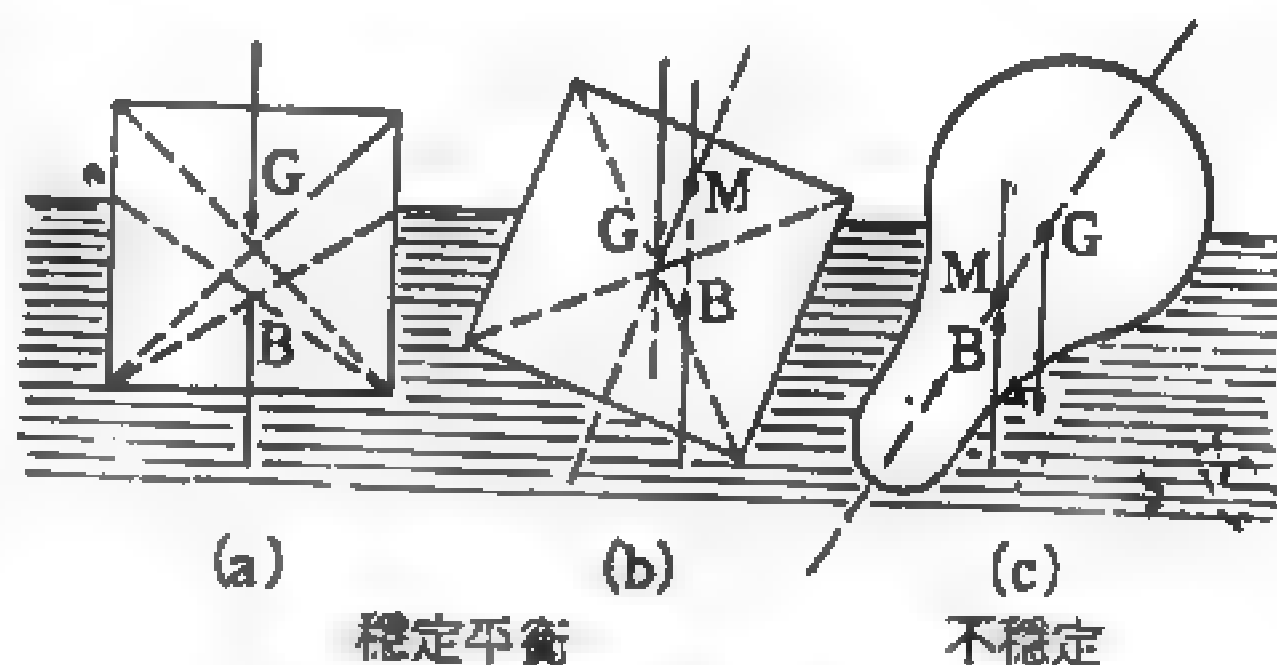


圖 8－26　浮體之穩定性

爲了進一步了解浮體的穩定與否，我們來研究（如圖 8－27）船的橫切面。當對稱軸MD傾斜一個微小的角度$d\alpha$時，浮心也有一個微小的移動

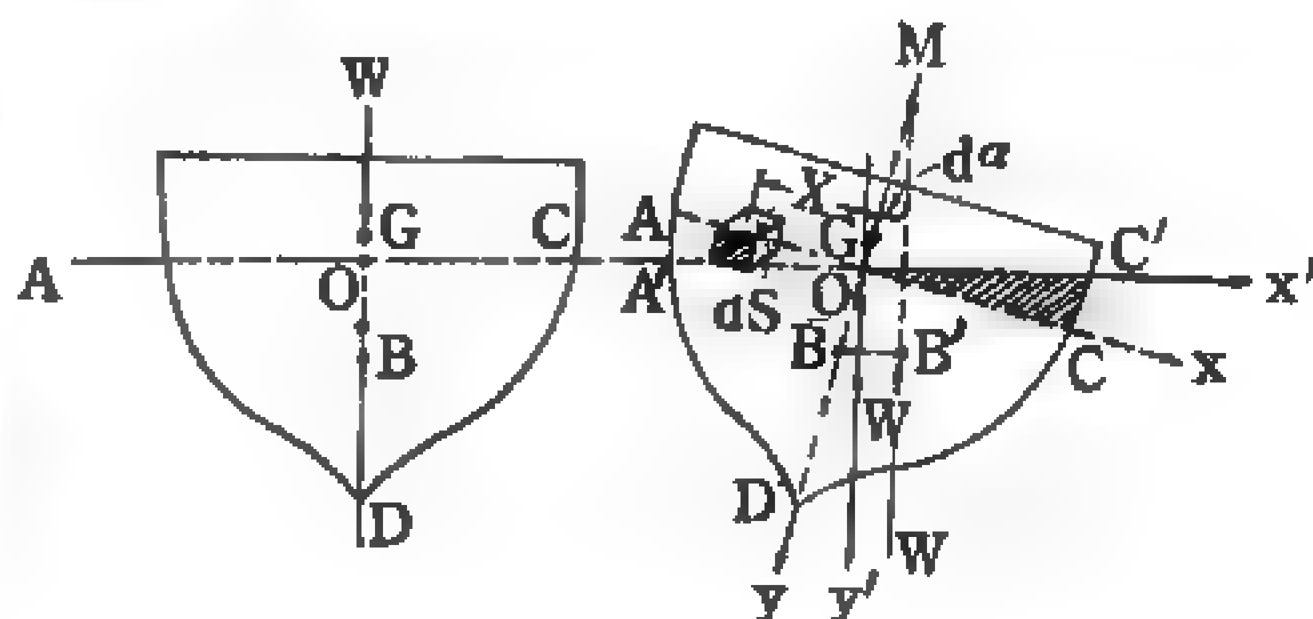


圖 8－27
定傾中心及定傾中心高度

。使XY坐標固定在船上，而以新的$X'Y'$坐標分別平行與垂直於水面。XY坐標與$X'Y'$坐標之間只變一個$d\alpha$角度的轉動（如圖8－27所示），則新的浮心的位置$x'y'$可被求出（V為船所排出水的體積，在傾斜的前後都是一樣。）

$$Vy' = \int_{A'DC'} y'\,dV = \left[\int_{ADC} + \int_{CC'O} - \int_{AA'O}\right](x\sin d\alpha + y\cos d\alpha)\,dV$$

由於$d\alpha$是一個小的角度，$\sin d\alpha \approx d\alpha$，$\cos d\alpha \approx 1$，再考慮$\int_{CC'O} dV$與$\int_{AA'O} dV$的積分範圍，本來就包含著$d\alpha$。因此，將$d\alpha$的高次方省略去，可得

$$Vy' = \int_{ADC} (x\,d\alpha + y)\,dV + \int_{CC'O} y\,dV - \int_{AA'O} y\,dV$$

由於對稱的關係，上式最後兩項互相消去，而且$\int_{ADC} x\,dV = 0$，因此

$$y' = \frac{1}{V}\int_{ADC} y\,dV = y$$

因此，B'的深度未改變，其向旁移的位置為

$$Vx' = \int_{A'DC'} x'\,dV = \left[\int_{ADC} + \int_{CC'O} - \int_{AA'O}\right](x\cos\alpha - y\sin\alpha)\,dV$$

$$\approx \int_{ADC} (x - y\,d\alpha)\,dV + \int_{CC'O} x\,dV - \int_{AA'O} x\,dV$$

我們已經省略去$d\alpha$的高次項。由於對稱，$\int_{ADC} x\,dV = 0$，因此

$$x' = \frac{1}{V}\left[-d\alpha\int_{ADC} y\,dV + \int_{CC'O} x\,dV - \int_{AA'O} x\,dV\right]$$

$$= -y'\,d\alpha + \frac{1}{V}\int_{CC'O} x\,dV - \frac{1}{V}\int_{AA'O} x\,dV$$

對兩小片$AA'O$與$CC'O$的積分，可以這樣被簡化，如果dS是船體與水面相交面積的一個無限小面積單元，則$dV = x\,d\alpha\,dS$，因此

$$\frac{1}{V}\int_{CC'O} x\,dV - \frac{1}{V}\int_{AA'O} x\,dV = \frac{1}{V}\int_O^C x^2\,d\alpha\,dS + \frac{1}{V}\int_A^O x^2\,d\alpha\,dS$$

$$= \frac{d\alpha}{V} \int_A^C x^2 dS = d\alpha \frac{I}{V}$$

因此，BB'的距離爲

$$BB' = x' + y d\alpha = \frac{I}{V} d\alpha$$

$$I = \int_{\text{橫斷面}} x^2 dS$$

爲船體與水面相交面積，繞其對稱軸的慣性矩。從B點作垂直水面的線，交MD軸於M，則

$$BB' \approx MB\,d\alpha = (MG + GB)\,d\alpha$$

G爲船的重心。因此，可得

$$MG = \frac{I}{V} - GB$$

M稱爲定傾中心，它與重心的距離稱爲定傾中心高度（*metacentric height*），可由此式算出來。如果$MG > 0$，則由於浮力所造成的轉矩與傾斜的方向相反，有使它回復原狀的趨勢，因此就造成穩定平衡；相反地，如果定傾中心在重心以下，即$MG < 0$，則由浮力所造成的轉矩適足以增加傾斜，而成爲不穩定平衡。

【定傾中心高度】（Metacentric height）

浮體定傾中心與重心的距離。

參閱“定傾中心（*Metacentre*）”條

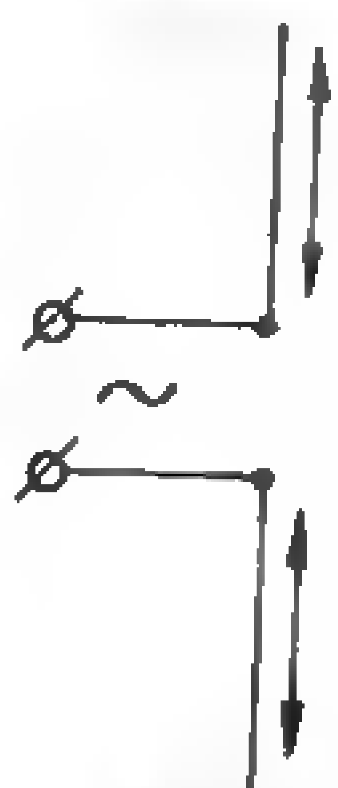
【定電波】（Stationary electric wave）

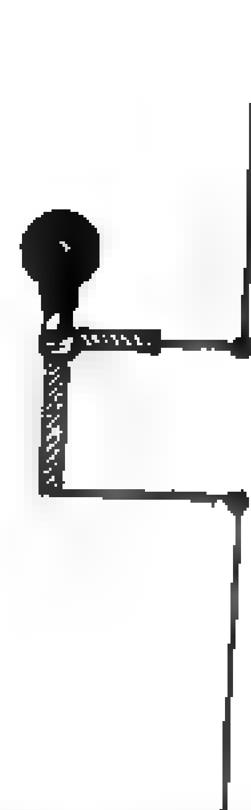
欲證實光波之電磁性（*electromagnetive*），必須顯示電磁波（*electromagnetic wave*）之行爲像光波。赫茲（Heinrich Hertz）做過的實驗已經證實了此點，使懷疑的人們不得不承認馬克士威（*Maxwell*）的學說。

赫茲首先發展一方法以產生強力電磁波，反饋（*feedback*）入一

交流電壓至兩個從中間對分割的半直導體（圖8—28）。

對一特別值之頻率此天線將共振（*resonance*）：發射的輻射線之振幅達一該頻率之最大值。在導體內及導體周圍，電波之波長與頻率間關係爲 $\lambda = c/v$，其中c爲波之傳播速度，v爲頻率。故對每一頻率對應一指定的波長；若頻率選定的波長是天線長的兩倍，則定電波或稱駐電波在此導體上形成。此等由天線之末端反射的波與向其行進的波構成干涉。如此天線稱爲偶極子（*dipole*），乃由交互荷有正及負電之兩部分所組成。赫茲用一相同的偶極子做爲接收天線或檢波器（*detector*），因一波腹（*antinode*）在中部點形成共振，且產生之電場有足夠的強度可將燈發亮（圖8—29）。


圖8—28
偶極子天線


圖8—29
偶極子接收器

【定滑輪】（Fixed pulley）

如圖8—30，輪軸被固定的滑輪，叫定滑輪。定滑輪可認爲是一種支點在中間的槓桿，即和第一種槓桿相似。

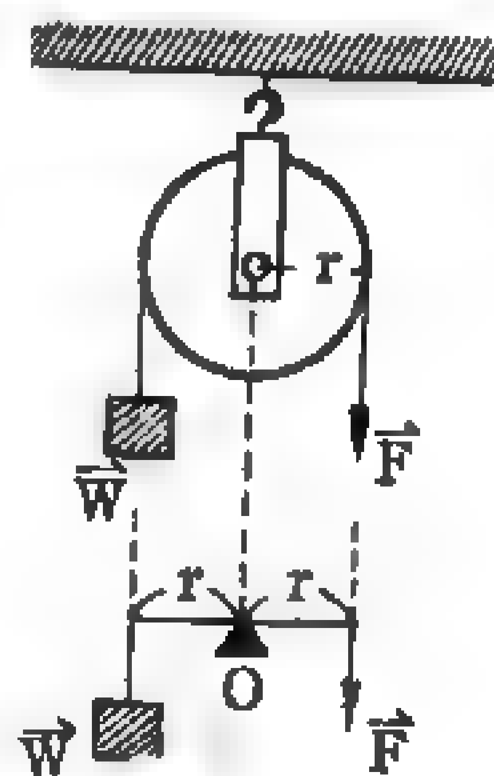


圖8—30 定滑輪

設滑輪的半徑爲r，物體重量爲$\overrightarrow{W}$，所加力的大小爲$\overrightarrow{F}$，則當滑輪平衡時，因左右二力矩相等，而得

$$\overrightarrow{W} \times r = \overrightarrow{F} \times r \qquad \therefore \overrightarrow{F} = \overrightarrow{W}$$

因此，必須施以和物體的重量$\overrightarrow{W}$相等的力$\overrightarrow{F}$才行。所以，定滑輪並不能改變力的大小。但可以改變力的方向，因此常被利用在如水井打水

用，或升旗等向下拉比向上拉方便的地方。

又，用定滑輪時，繩子拉的方向並不一定要垂直向下，因其力的方向總是與臂成直角，故物體被拉升的方向與拉繩子的方向無關，只是有$\vec{F}=\vec{W}$的關係成立。

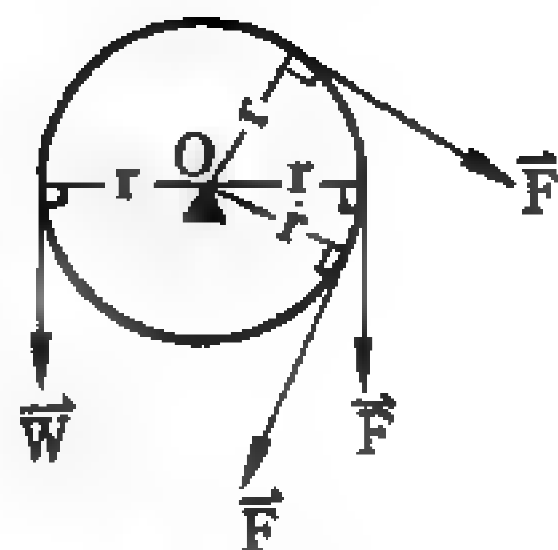


圖 8 — 31

【定態】(Stationary state)

古典量子論認爲粒子的波動性質在軌道上（圓形或橢圓形）構成駐波形態，而成爲穩定狀態，稱之爲定態。定態能說明光譜分析中線譜的規律性，可是仍然不能以古典力學瞭解定態的穩定性。

發展量子力學後，我們知道定態爲薛丁格方程式（ *Schrödinger's equation* ）之解的必然結果。設將波函數寫成

$$\psi(r,t)=U_n(r)e^{i(E_n/\hbar)t}$$

代入薛丁格方程式，而得與時間無關的方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+V(r)\right]U_n(r)=E_nU_n(r)$$

由此方程式得到不連續的本徵值（ *proper value* ）E_n，及本徵函數 $U_n(r)$，此狀態函數即稱爲定態，這些不連續的能階各代表一穩定的狀態。

【定態微擾學說】(Stationary state perturbation theory)

定態微擾學說是當物理系統的定態受到與時間無關的微擾時，要找出此系統中新的定態的本徵值與本徵函數（*eigen function*）的方法。首先，假設此系統的漢彌頓算符（ *Hamiltonian operator* ）可以分解爲兩部分之和

$$H=H_0+H'$$

H_0 爲已知其狀態函數及本徵值的部分，H' 爲與時間無關的微擾算符。今設U_k 及 E_k 爲 H_0 的本徵函數及本徵值，即

$、H_0 U_k = E_k U_k$

而φ及W爲全函數及全本徵值

$$H\varphi = W\varphi$$

則可假設有一微小量λ，使

$$H = H_0 + \lambda H'$$

$$\varphi = \varphi_0 + \lambda\varphi_1 + \lambda^2\varphi_2 + \cdots$$

$$W = W_0 + \lambda W_1 + \lambda^2 W_2 + \cdots$$

上式中φ_0、φ_1、φ_2、…分別稱爲零級、一級、二級等近似函數，W_0、W_1、W_2、… 爲零級、一級、二級等微擾。式中λ爲參數，$\lambda = 1$時得正解。零級近似時，爲已知的本徵函數及本徵值，即是

$$\varphi_0 = U_k \qquad W_0 = E_k$$

第一級微擾爲

$$W_1 = (U_k, H' U_k) = \langle k \mid H' \mid k \rangle$$

$$= \int d\tau U_k^*(x) H'_{op} U_k(x)$$

$$\varphi_1 = \sum_{m \neq k}{}' \frac{\langle m \mid H' \mid k \rangle}{E_k - E_m} U_m(x)$$

第二級微擾爲

$$W_2 = \sum_{n \neq k}{}' \frac{|\langle n \mid H' \mid k \rangle|^2}{E_k - E_n}$$

【定頻迴旋加速器】(Fixed frequency cyclotron)

迴旋加速器係由勞倫斯 (*Lawrence*)、李文士同 (*Livingstone*) 及其同伴設計於1932年。此加速器是利用離子與一振動電場共振，給離子重複加速。不過，在此裝置中離子並不是依直線加速，而是在一磁場中重複作圓運動期間被振動電場加速。圖8—32爲此項加速器之構造簡圖，圖中(*a*)爲其真空室之正面圖，而(*b*)爲其側面圖。(*a*)中之兩個D字形的空心導體，猶如一扁圓罐頭盒，沿其直徑割開兩半而留

一狹縫。此D字形空心導體之上下四周，除相對處外，均被封閉，全體放在一大型高度眞空室內。此眞空室，被置於一與D形空心導體平面成垂直之極強均勻磁場中。D形空心導體A及B，連接於高頻率交流電源（如$10^4 \sim 10^6$伏特）。當離子自眞空室之中心處的離子源跑出時，如果在該瞬間D形盒A帶負電，則此正離子即爲左側之D所吸引，而進入其內部，D內雖無電場，然因其垂直方向有磁場，此離子便在其內運行半圓。如果離子走半圓所需時間恰等於所用交流電之半個週期，則此離子於穿越狹縫擬進入右側之D盒期間，將重獲加速，而後進入右側之D內。待在此D內走完半圓後即出現於反側之G_2處，那時又可得加速。如此重複數百次，離子得以變成高能質點。此時，離子將到達磁場的邊緣，而後通過D形盒旁邊之開口，進入一個區域。在該區域內就被負電荷偏向板D之影響作用而離開磁場，通過鋁製小窗而進入靶室。

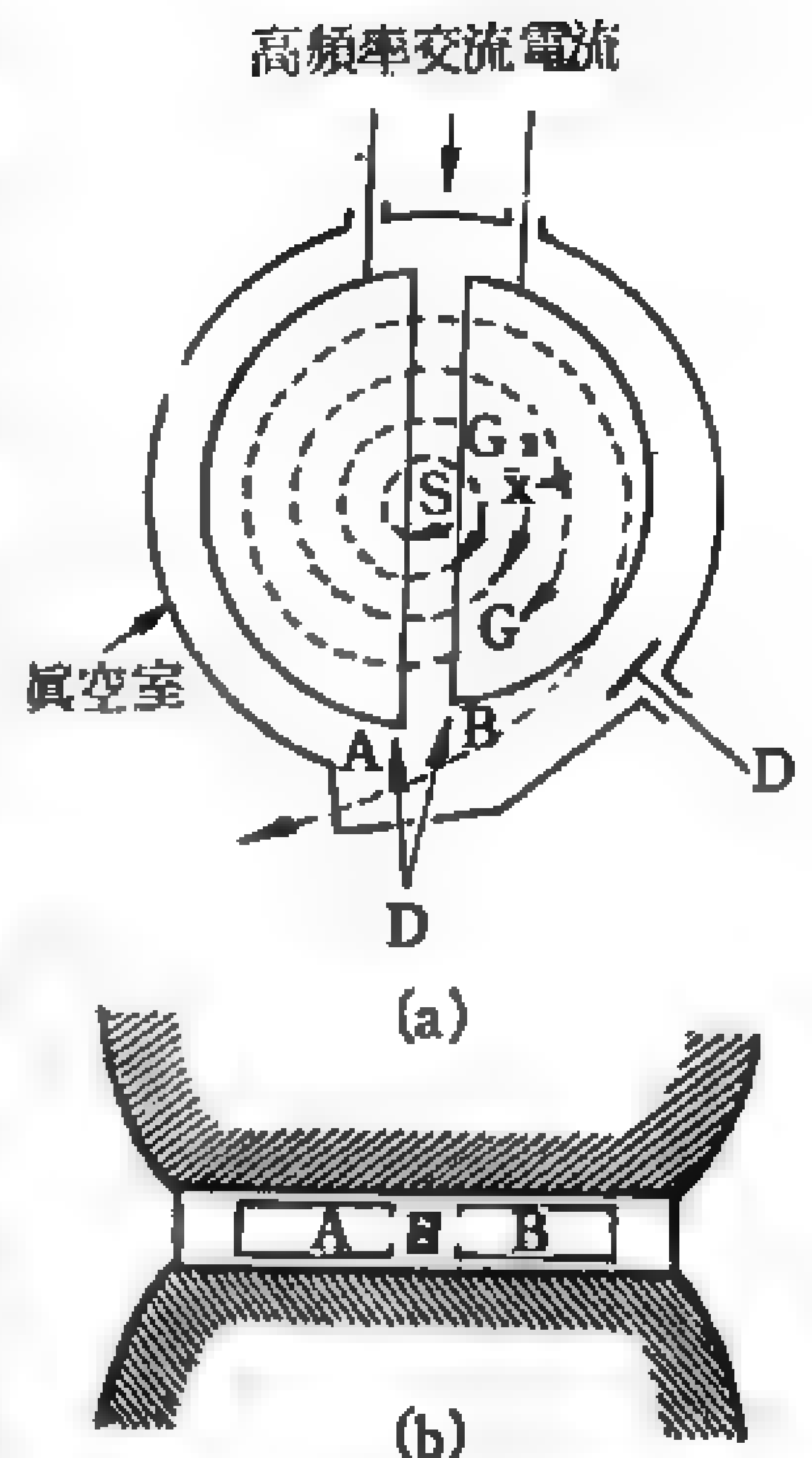


圖 8 — 32

從此吾人須討論其共振條件，由圓運動之條件

$$m\frac{v^2}{r} = \frac{e}{c}vH$$

依此，離子作圓運動的角頻率ω爲

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{e}{mc}H \qquad (1)$$

此處之m爲離子之質量，v爲離子之速度，r爲軌跡之曲率半徑，e爲電子電荷，c爲光速，H爲磁場強度。高頻率交流電之線頻率若爲f，

此 f 顯然須滿足下列條件：

$$\frac{e}{mc}H = 2\pi f \qquad (2)$$

此即本加速器之共振條件。於是，當質點之類型及高頻率交流電之 f 皆爲已知時，欲使此加速器實現，必須依(2)式，求其磁場強度。例如，欲以 D^+ 作爲進擊離子，由於其 $\frac{e}{mc} = 4,789$，其磁場強度必須爲

$$H = \frac{2\pi f \times 10^6}{4,789} = 1.312 \times 10^3 f$$

但頻率 f 的單位爲百萬赫玆。如用 $f = 10$ 百萬赫玆之高頻率交流電，則此加速器之磁場強度須爲 13.12 仟厄司特(*oersted*)，如是，離子與振動電源之共振始能實現。在此情況 D^+ 之速度，若 $r = 50$ 厘米，則爲

$$v = \frac{e}{mc}Hr = 4,789 \times 1.312 \times 10^4 \times 50$$

$$= 3.16 \times 10^9 \text{ 厘米／秒}$$

其等價加速電壓 V，由(1)式與下式

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{e}{c}V \times 10^8$$

之結合而爲

$$V = \frac{1}{2}\left(\frac{e}{mc}\right)(Hr)^2 \times 10^{-8} \text{ 伏特}$$

$$= \frac{1}{2} \times 4,789 \times (1.312 \times 10^4 \times 50)^2 \times 10^{-8} = 10^7 \text{ 伏特}$$

若想使離子速度增大，則有兩個方法可循，一爲使磁場強度加大；另一爲使其在磁場中運行之半徑 r 擴大。磁場強度因受磁鐵飽和性之限制，並不能任意增強，而有一定之最大值。所以若想得能量更高的質點，只

有賴於離子在磁場中運行半徑之擴大。因此，在表示廻旋加速器之能力時，常以磁極之直徑表之，而稱之為37吋或60吋之加速器。用在60吋廻旋加速器之磁鐵約為200噸，高頻率交流電之電力約為200仟瓦，是為普通型廻旋加速器中最大者，由此型加速器產出之D^+或H^+的能量，可高達二十幾個百萬電子伏特。

當離子由振動場而得的能量為極大時，該離子即遵循相對論（*relativity*）中之力學公式作運動，於是其質量便隨速度之增加而增大，以致共鳴條件產生偏差，而且阻礙離子在廻旋加速器中加速，又因使離子柱作磁聚焦（*magnetic focusing*）等的困難，故由廻旋加速器產出之質點的能量有一最大限度。

【定頻發射機】（Fixed transmitter）

一部發射機設計時準備發射一個載波（*carrier wave*）者。

【定壓比熱】（Specific heat at constant pressure）

保持壓力一定，加熱於氣體，使其一克之量，溫度上升一度時，所需要之熱量，謂之定壓比熱。定壓比熱較定容比熱（*specific heat at constant volume*）大，其比約為1.404，各種氣體之定壓比熱與定容比熱之比，大致相等。

定壓比熱之所以大，是因氣體之分子，互相隔離而相吸引，且不絕運動，故既有位能，亦有動能。若未從其外部加以功，其動能及位能之總和，一定不變。若其動能增加，則其氣體之溫度增高；動能減少，則溫度降低，所以氣體之溫度增加時，其分子之動能增加，同時其氣體膨脹，故分子間之距離亦增加，即增其位能。由是氣體從外部受熱之供給時，其所得之熱（即能力），一部分變為分子增加之動能，一部分變為抵抗分子引力，變易分子間之距離時，增加之分子位能。故所加之熱量，不能全部皆為增加氣體溫度之用，若保持物體之容積，使之一定不變而予以加熱，則所加之熱，專供增加其分子動能之用，即專供其溫度增高之

用，則其所需之熱量少，故定容比熱小。若保持氣體之壓力，令一定不變而熱之，則氣體可自由膨脹，所加之熱，不僅爲供其增加分子運動能力之用，且爲其增加分子位能消費，即欲令氣體溫度增高若干度，必於能使之增至此溫度所應加之熱量外，再加若干熱量，使其體積膨脹，而保持壓力一定始可，故定壓比熱較定容比熱大。

【定壓氣體溫度計】(Constant pressure gas thermometer)

維持氣體之壓力不變，而藉其容積之脹縮以表示溫度高低。爲伽立略溫度計(*Galilean thermometer*) 之較完善者。此式溫度計如用以表示溫度之變更，甚爲靈便，惟須經較繁之調節，故不爲作準確量度者所採用。

【定壓循環】(Constant pressure cycle)

保持壓力一定之熱力循環過程。

參閱“內燃機(*Internal combustion engine*) ”條。

【定壓熱容量】(Heat capacity at constant pressure)

定壓熱容量 C_P，是將壓力固定而量得的熱容量，即

$$C_P \equiv \left(\frac{dQ}{d\theta}\right)_P = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)_P + P\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)_P$$

對於定壓熱容量和定容熱容量(*heat capacity at constant volume*)的分別，我們可以想像一個熱動系統，在一個固定的壓力下準靜地改變其溫度(從 θ_i 到 θ_f)，則此一系統所吸收的熱量爲

$$Q = \int_{\theta_i}^{\theta_f} C_P \, d\theta$$

如果這個系統在改變溫度的過程中，容量保持不變，則其所吸收的熱量爲

$$Q = \int_{\theta_i}^{\theta_f} C_V \, d\theta$$

【居里】(Dierre Curie 1859—1906)

1859 年五月十五日生於巴黎。十六歲獲巴黎大學文理學院科學學士，十八歲再獲物理學碩士學位，並留校任實驗室助教。1883 年任巴黎市立理化學校物理實驗室主任，1895 年獲博士學位。1880年與其兄共同發現晶體的壓電現象，對晶體的磁性有重大貢獻，發現鐵磁性在某臨界溫度（今稱爲居里點）時突然消失。1898 年七月與夫人共同發現新的放射性元素釙（*Po*），十二月又發現鐳（*Ra*）。1903 年與居里夫人共獲皇家學會德維獎章（*Davy medal*），同年並合得諾貝爾物理學獎的一半獎金，另一半獎金贈予貝克勒（*Becquerel*）。1904 年任巴黎文理學院教授，次年當選科學院院士。1906 年四月十九日在巴黎市區死於載貨馬車輪下。

爲了紀念他於是用居里爲放射性單位，縮寫做 C。其原先之定義爲一克之鐳（*Ra*）與氡（*Rn*）呈平衡時之量；氡直接由鐳蛻變而成，半衰期爲 3.8 日，故與鐳迅即達到平衡。後來則定義：所有放射性元素之蛻變數，凡與純鐳一克每秒蛻變數相同者均視爲一居里。一居里的放射性亦即等於每秒鐘有 3.7×10^{10} 個原子蛻變，3.7×10^{10} 這數字係來自 1 克鐳之實測值 3.7×10^{10} *dps*（*dps* 爲 *disintegration per second* 之縮寫）。因居里單位較大，故在實用上又訂定兩個補助單位，一爲毫居里，另一爲微居里，通常分別以 *mc* 及 *μc* 表之，其代換式如下：

$$1\,mc = 10^{-3}\,C$$

$$1\,\mu c = 10^{-6}\,C$$

應用上，單位之選定幅度頗大，例如化學輻射方面放射線源常用 $10^{5}\,C$ 級。反之，飲水中之含量，則用 $10^{-12} \sim 10^{-16}\,C$ 級。

【居里夫人】（Marie Sklodowska Curie 1867－1934）

1867 年十一月七日生於波蘭華沙。父親在中學教數學和物理學，居里夫人在同胞五人中最幼。十歲喪母，十六歲以第一名畢業。當時波蘭爲帝俄佔領，她曾參加知識分子的地下組織。1891 年秋天入巴黎大

學文理學院，1893年以第一名通過物理碩士考試，1894 年以第二名通過數學碩士考試，同年年初認識居里，次年七月結婚。1896年 九月長女愛琍妮（*Irene*）（獲1935年諾貝爾化學獎）誕生，1893 年底準備撰寫博士論文，當時貝克勒（*Becquerel*）剛發現鈾的化合物會發射一種射線，乃決定以放射性做研究主題。居里夫人將所有已知的元素檢查後，發現除鈾外釷和含釷的化合物也有放射性，乃首創放射性（*radioactivity*）一詞。1898年四月，她宣佈瀝青礦中可能有一種新而放射性極強的元素。居里對她的研究發生興趣，由五月開始合作研究放射性達八年之久，迄至居里逝世。七月發現釙，居里夫人爲紀念祖國波蘭而命此名。十二月發現鐳（*radium*），由於放射性極強而名之。但他們只是由放射性鑑定釙和鐳，爲了要分離出這兩種元素，以便求得原子量以及其他物理和化學性質，他們透過維也納科學院，向奧國政府要求，而獲得一噸提煉出鈾鹽後的瀝青礦渣，自費運到巴黎，花了四年時間，在極惡劣的物質環境下終於成功。1903年六月博士論文口試通過，同年十一月夫婦同獲英國皇家學會最高榮譽德維（*Davy*）獎章，及諾貝爾物理學獎金的一半。1904年十二月次女伊芙（*Eve*）誕生（著有居里夫人一書紀念其母）。1906年居里慘死輪下。1911年獲諾貝爾化學獎，以酬謝她發現鐳及其性質，後當選爲法國科學院院士，是歷史上第一位兩次得諾貝爾獎的科學家。

1934年逝於法國薩伏依（*Savoy*）。

【居里、外司定律】（**Curie-Weiss law**）

與居里定律中的假設相反，由於庖立不相容原理(*Pauli exclusion principle*)，小磁矩之間所產生的交互作用也加以考慮。此時雖無外加磁場，物質內的小磁矩亦有沿同一方向自然排列趨勢，因而有自發磁化的性質產生。設原子之間的作用可以用有效磁場表示

$$H_E = \lambda M \qquad (\lambda \text{ 爲常數})$$

則　　　$M = \chi\,(H + H_E)$

由居里定律得順磁物的磁化率 χ 爲

$$\chi = \frac{C}{T}$$

式中 C 爲居里常數（*Curie constant*）。故得

$$MT = C\,(H + \lambda M)$$

即　　　$$M = \frac{CH}{T - C\lambda}$$

故　　　$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - C\lambda}$$

這式稱爲居里、外司定律。令 $T_C = C\lambda$，則

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}$$

式中 T_C 稱爲居里點（*Curie point*）。當溫度高於 T_C 時，自發磁化即行消失，實驗所得磁化率的變化在居里點以上之順磁區域內，與居里、外司定律所述者甚爲相符。

【居里定律】（Curie's law）

原子外層有電子環繞，正似一小磁矩。許多原子構成物質，設小磁矩之間無交互作用力，因爲熱無序（*thermal disorder*）的原因，磁矩在各方向上的機率都一樣，結果物質本身總磁矩爲零。但若加一磁場，這些小磁矩均有沿外加磁場方向排列的趨勢，使沿磁場方向的磁矩分量加多，物質本身的磁矩不再爲零，而與外加磁場及溫度有一定關係。設物質含 N 個原子，每一原子的磁矩爲 μ，若以波茲曼分佈考究熱無序影響下的磁矩總和，則爲：

$$M = N\mu L(x) \qquad x = \frac{\mu H}{k_B T}$$

$L(x)$ 爲朗日凡函數（*Langevin function*）。

$$L(x) \equiv \mathrm{ctnh}\,x - \frac{1}{x}$$

當 $x \ll 1$，$L(x) \approx x/3$，則

$$M = \frac{N\mu^2 H}{3k_B T} = \chi H$$

χ 爲磁化率（*susceptibility*），定義爲

$$\chi \equiv \frac{N\mu^2}{3k_B T} = \frac{C}{T}$$

式中 C 稱爲居里常數（*Curie constant*），且

$$C = \frac{N\mu^2}{3k_B}$$

磁化率與溫度 T 成反比，這就是居里定律。

【居里常數】（Curie constant）

詳閱"居里定律（*Curie's law*）"條。

【居里溫度】（Curie temperature）

詳閱"居里點（*Curie point*）"條。

【居里點】（Curie point）

鐵磁性（*ferromagnetism*）物質在溫度升高至某臨界值，則互換耦合（*exchange coupling*）會突然消失而變成普通順磁性物質（*paramagnetic substance*）。例如鐵，當溫度升高至 770°C 時，則突然失去鐵磁性而變成普通順磁性物質，若將它再冷卻至 770°C 以下，則又回復到它原來的鐵磁性，這個轉換的溫度稱爲居里點。

【屈服點】（Yield point）

材料所受應力高達某一程度時，材料會產生永久變形，這點便叫屈服點。

【岳士區】（Jones zone）

在討論半導體的能帶時，與金屬模型一樣，都先設想價電子如自由電子氣體一樣，具有球狀的費米面（*Fermi surface*）。然後再引入布勒格（*Bragg*）反射面，就似討論自由電子氣體的能帶時所用的延長區模型一樣。在這些面之中，有某特殊的一群，決定能帶的構造，並且費米面也消失於其中，這一群特殊的面就形成岳士區。這些面應具有大的結構因素；並形成一相當球狀的區帶，同時這個區應包含大小適中的體積，足以容納每單位初基胞（*primitive cell*）的適當數目之價電子。

例如在鑽石結構中，岳士區是由平分晶格波數爲$\frac{2\pi}{a}$［220］類型的面的所有平面所組成的，其結構因素爲1，且此區恰是體心立方結構的布里元區（*Brillouin zone*）的形式，頗似球狀並擁有適當的體積。

【岳立光度計】（Jolly's photometer）

又稱爲漫射光度計（*diffusion photometer*）。岳立將一長方形蠟塊切爲兩同大長方塊。然後以一片錫箔夾於兩者之間，裝於長方匣中，匣左右各有一孔，以便收集光源所發出的光，其前表面中間亦有一孔以露出白蠟的兩部分供觀察用，故亦稱岳立蠟塊光度計（*Jolly's wax block photometer*）。今將欲比較的光源S_1與S_2分置於此匣左右（圖8—33），進入匣左右的光線將被蠟漫射使蠟發亮，由中間孔E觀之，蠟左右兩方的亮度未必一致。若調節S_1與S_2至適當距離，使蠟兩部分的亮度完全相等，則S_1與S_2的強度I_1和I_2可以方程式

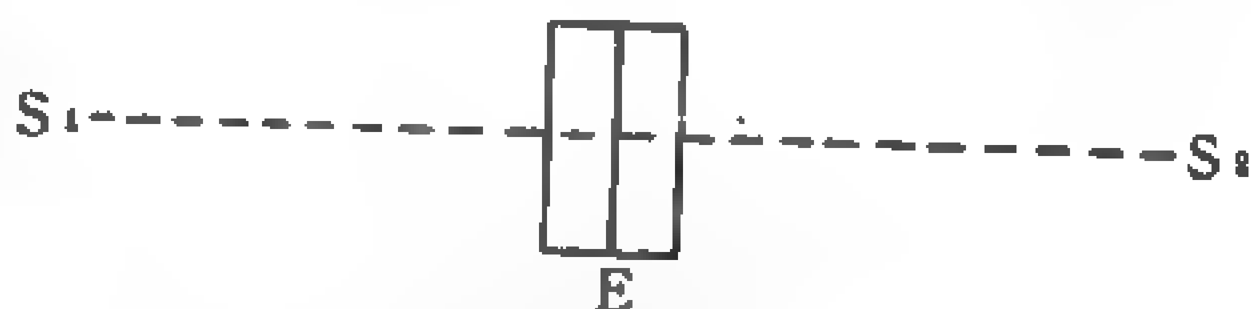


圖8—33

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{d_1^2}{d_2^2}$$

比較，式中d_1和d_2爲S_1和S_2至匣中心的距離。

【岳瑟夫森穿隧】(Josephson tunneling)

穿隧是一種量子力學的效應。其義是指粒子穿透位壘，亦即透過古典力學所不允許的區域，如圖 8 — 34 中的絕緣體即爲位壘(*potential barrier*)。在適當的條件下，超導體的電子是成對的穿透位壘，這和單粒子的穿隧大不相同，而且具有特殊的效應。以下分兩種討論：

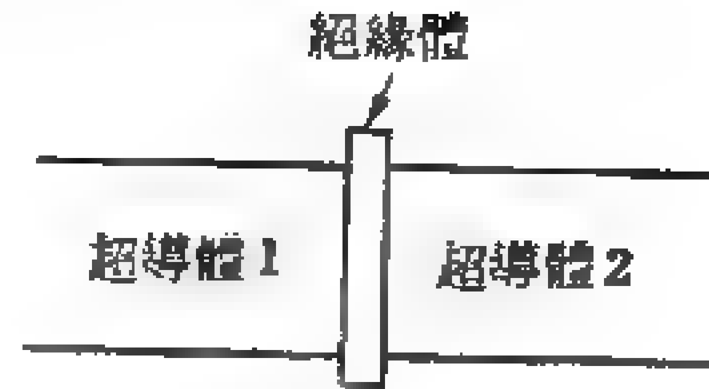


圖 8 — 34

一穿隧接頭包括兩超導體，被一層薄絕緣體隔開，絕緣體可以是厚度約爲 10 Å的超導體氧化物。

1. 直流岳瑟夫森穿隧(如圖 8—35

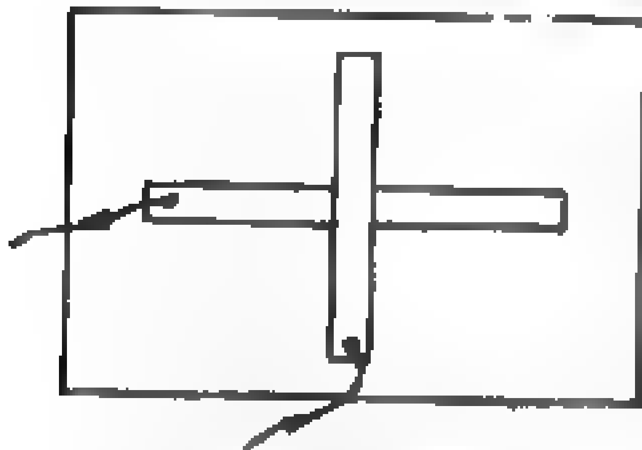


圖 8 — 35

(實際的穿隧接頭的製作，是在玻璃面上，蒸發一長方形鉛的膜片，將它氧化後，再沿垂直的方向，蒸發一層鉛的膜片。接頭的電阻約 1 歐姆，接觸面積約爲 10^{-4} 平方厘米，最大的岳瑟夫森電流約 1 毫安培。通過接頭面積內的地磁，有消除相位的效應，所以磁場可以屏蔽。)

)——在無任何電磁場時，以一直流電流過接頭，則由於電子偶通過接頭所產生的電流 J，與相位差 δ 有如下關係式

$$J = J_0 \sin \delta$$

式中 J_0 爲零電壓時通過接頭的最大電流。

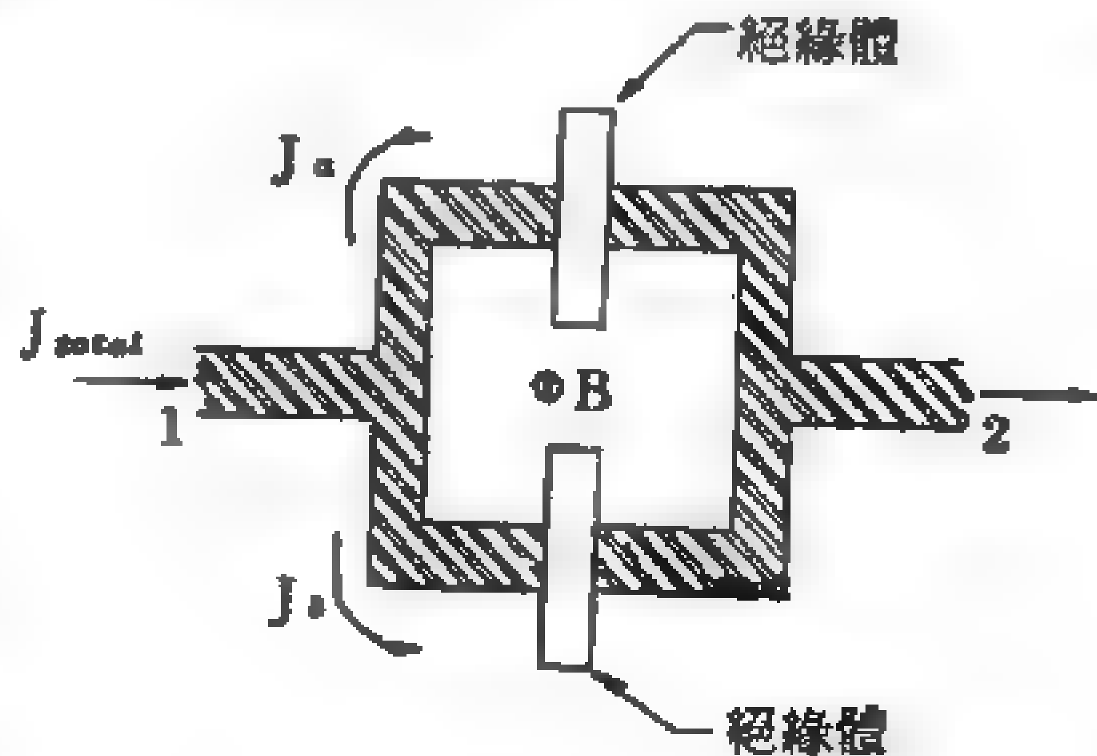


圖 8 — 36

巨觀量子干涉的實驗裝置，在環形圈內加一磁通量Φ。

2. 交流岳瑟夫森穿隧(如圖 8 — 36)——跨過接頭加直流電壓 V，可使通過接頭的電流，產生射頻振盪。這種效應可精確地決定 $\hbar/e$ 的值，因爲

$$J = J_0 \sin \left[\delta(0) - \frac{2eVt}{\hbar} \right]$$

式中δ (0) 爲一常數，t 表時間，e 爲電子的電量，2 由於電子偶而來。由此可知電流的振盪頻率 ω 爲

$$\omega = 2eV/\hbar$$

1 微伏特的直流電壓，產生 483.6 百萬赫茲的頻率。上式表示每當一電子偶穿越位壘時，有一能量爲

$$\hbar\omega = 2eV$$

的光子被吸收或放出。量度電壓和頻率，就能很精確地得到 $e/\hbar$ 的值。

【岩石之磁性】(**Magnetism of rock**)

由世界地磁圖 (*magnetic map*)，知雙極的假定過於簡單，不足以表示地磁場。比較更好的近似是假定多數雙極分佈各處。但經仔細研究結果需要雙極的數目愈來愈多。這複雜的原因之一，是在任一點的磁場強度與直下的或其鄰區的岩層有關。在像地球的磁化體，每部分都是極化，在場的任一部分磁場可以用其所引起的磁束來表示，則磁場 H 與磁束 B 之關係爲

$$B = \mu H$$

此處 μ 爲導磁率 (*permeability*)。如磁場強度以厄司特 (*oersted*)，磁束以高斯 (*gauss*) 表示，則眞空的導磁率爲 1。物質在磁場內與眞空比較不是吸引，就是排斥磁束。排斥的叫做反磁性 (*anti-magnetism*)，吸引的叫做順磁性 (*paramagnetism*)。當物質的導磁率爲磁場強度的函數，則叫做強磁性。

物質內的磁束，一部是來自外部作用場，一部是由物質極化，一般物質磁化強度 I_m 與磁場強度 H 有關

$$I_m = KH$$

此處 K 叫做磁化率 (*susceptibility*)。磁化率爲物質磁化性，導磁率爲磁束通過性，兩者關係爲

$$\mu = 1 + 4\pi K$$

強磁性物體的情形更爲複雜，因 μ 及 K 不是恆數，依磁場的強度及物質的由來歷史而變。如一塊未磁化的磁鐵礦放在磁場內再行移開，則將保有些許應磁（*induced magnetism*）。

地球表面磁場強度處處變動，乃因地表下岩石之導磁率及磁化率之不同。磁鐵礦爲普通礦物中最導磁的，也是唯一的磁性礦物，其在岩石中的分佈對於地磁場有很大影響。已知最大的磁性異常是在蘇聯庫魯斯克（*Kursk*）磁鐵礦床上。垂直磁場在頂點約爲 1.4 厄司特，水平磁場爲 0.7 厄司特。磁鐵礦普通多在火成岩（*igneous rocks*）及變質岩（*metamorphic rocks*）中，有時局部的磁化可能與磁場相反。

【岩石變形】（Deformation of rock）

如物質受力相當大而超過破裂力（*fracture force*），則可塑性流變（*plastic flow*）就不能產生。在開始流動之前就破裂的物質爲脆性，如破裂力超過其受力則爲可塑。在地表條件下，大部岩石不是太脆就是黏度過大，不能測量。壓力增加，破裂力也增加，在地殼深層及地套內的壓力溫度下，受力比破裂力小，則岩石爲可塑（*plastic*）。

變形的範圍依應力的大小分爲三種，即彈性部分、可塑部分及破裂部分。如地震波（*seismic wave*）傳達那樣小的應力不能使岩石逸出彈性範圍，其慢慢生出的應力使等衡調整生長很慢，在岩石成可塑性的深度，相信大部是流動而解脫。只當應力生長很快，或在岩石爲脆固體時才發生構造地震。

【帕申、巴克效應】（Paschen-Back effect）

在強磁場中，光譜的則曼劈裂（*Zeeman split*）比通常多重線之間的能量間隙大時，稱爲帕申、巴克效應。在第一階中可先不考慮自旋與軌道的耦合，而分別處理電子總軌道角動量 L 和電子總自旋 S 的空間量子化。每一 L 狀態就劈裂成 $2L+1$ 個分量，其磁量子數各爲

$$M_L = L\ ,\ L-1\ ,\ L-2\ ,\ \cdots\ ,\ -L$$

每一自旋S分成$2S+1$個分量，其磁量子數爲

$$M_S = S\ ,\ S-1\ ,\ \cdots\ ,\ -S$$

在強磁場H中各能階的能量爲

$$W = W_0\nu + h\nu M_L + 2h\nu M_S$$

此處W_0是無磁場時的能量，h是浦朗克常數（*Planck constant*），ν是拉莫爾頻率（*Larmor frequency*）

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\ \frac{eH}{2mc}$$

式中e和m是電子電荷和質量，c是光速，H是磁場強度。

選擇定則是

$$\triangle M_L = 0、\pm 1 \qquad \triangle M_S = 0$$

最終分裂圖樣和正常則曼效應（*Zeeman effect*）很相似。對應於$\triangle M_L = 0$ 躍遷譜線的偏振性與磁場方向平行（π分量），$\triangle M_L = \pm 1$的偏振方向與磁場方向垂直（σ分量）。

【帕申定律】（Paschen's law）

兩塊平行板電極平行置入氣體中時破壞電壓（*breakdown potential*）是氣體壓力與電極間隔的函數，帕申定律敍述其理論上的關係。此定律可預測當爲某一壓力與間隔之乘積時發生破壞現象的最小電壓。此現象已由實驗完全證實，而稱之爲帕申最小值。這種最小電壓爲三百至五百伏特的數級，當氣體壓力爲一毫米水銀柱時，電極間距爲0.2至1厘米，依氣體而定。

【帕申線系】（Paschen series）

詳閱"氫原子光譜（*Spectra of hydrogen atom*）"條。

【帕耳帖效應】（Peltier's effect）

連接兩種不同的金屬，在電流和熱流同時存在的情況下，會發生熱

電效應。帕耳帖效應卽是熱電效應之一種。假定有一線路包含兩段不同金屬導體A和B，兩者的溫度分別爲T_1和T_2。加以電動勢卽有電流，若線路所散發的熱量很小，帕耳帖以實驗方法，發現在接頭處所吸收或放出的熱量與通過接頭的總電荷成正比，其比例常數稱之爲帕耳帖係數。以式表之，若一電荷q通過接頭時，所吸收的熱量爲Q，帕耳帖係數爲π_{AB}，則

$$Q=\pi_{AB}(T)\,q$$

Q的單位爲焦耳，q爲庫倫，則π_{AB}的單位爲伏特。帕耳帖係數與溫度和材料有關。若規定正電荷由A流向B時爲吸熱，π_{AB}爲正值。因此有$\pi_{BA}(T)=-\pi_{AB}(T)$的關係，卽一端吸熱，另一端放熱。此效應稱爲帕耳帖效應。

【帕松比】(Poisson's ratio)

當棒、柱兩端受縱向作用力時，側向收縮應變與伸長應變之比。如果變形後體積並未改變，則此比值約爲0.5，但實際上比值小於此數。帕松比的倒數（以m表示）常見於一般工程書籍內。

【帕松分佈】(Poisson's distribution)

二項式分佈式

$$P(n)=\frac{N!}{n!(N-n)!}p^n(1-p)^{N-n}$$

在$p\ll 1$及$n\ll N$的情況時，可以經由概算而得一較便於實際計算的分佈式。由近似概算得

$$\frac{N!}{(N-n)!}\simeq N^n$$

及

$$(1-p)^{N-n}\simeq exp(-Np)$$

可得

$$p(n)=\frac{\bar{n}^n}{n!}exp(-\bar{n})$$

即是帕松分佈。式中 $\bar{n}=Np$ ，為 n 的平均值。因 $p\ll 1$ ，故 $\bar{n}\ll N$ 。圖 8－37、圖 8－38 即表示不同之 $\bar{n}$ 值時， $p(n)$ 隨 n 變化的函數圖形。

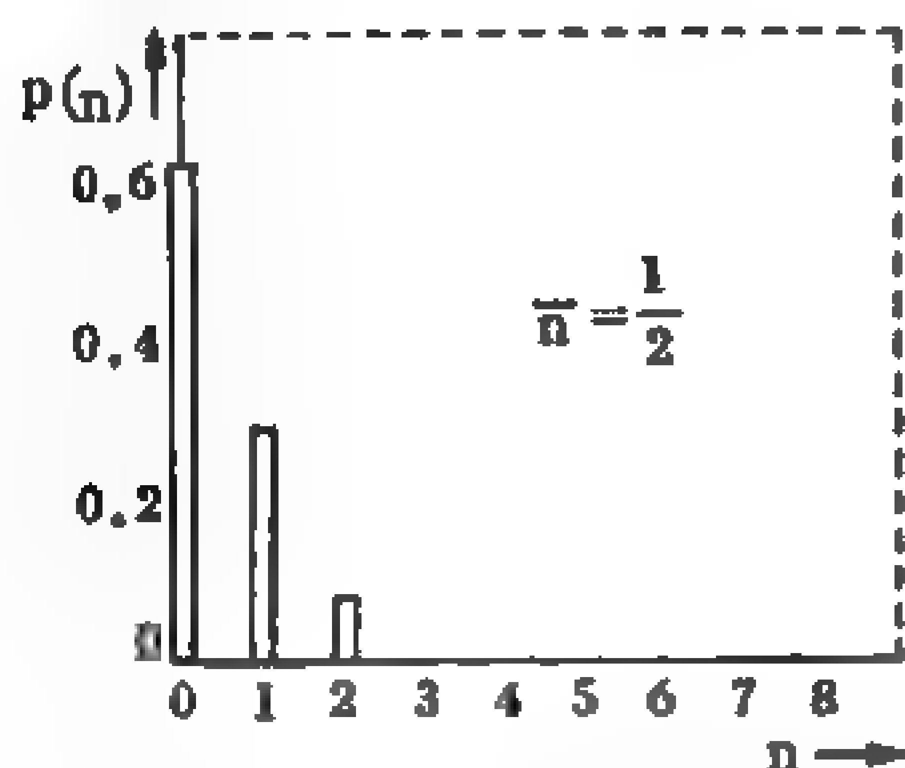


圖 8－37

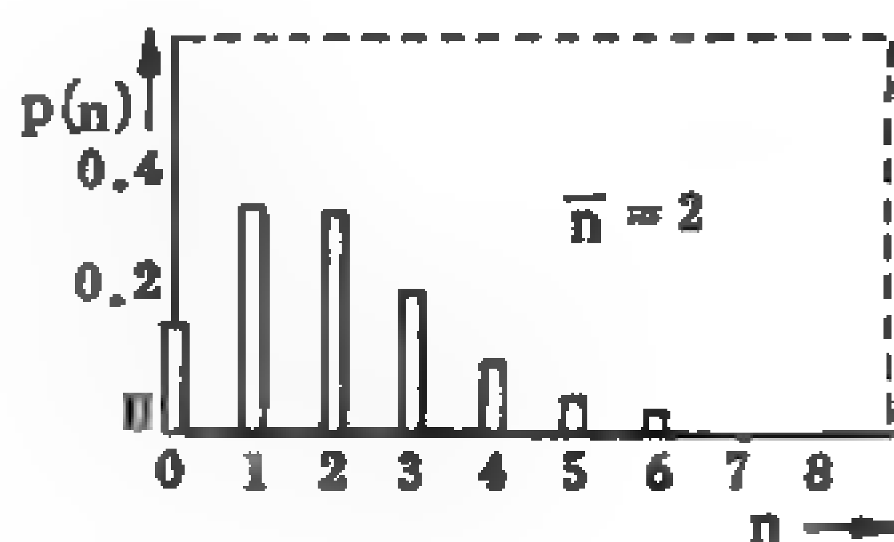


圖 8－38

【帕松方程式】(Poisson's equation)

電場向量 $\vec{E}$ 的散度等於介質中電荷密度 ρ 除以介質的電容率 ε ，在 C.G.S.制中，空氣的 $\varepsilon_0=1$ 。此式可由高斯靜電定律代換而得

$$\int\int_s \vec{E}\cdot ds=\frac{1}{\varepsilon}\int\int\int_v \rho dv \qquad \text{(高斯定律)}$$

$$\int\int_s \vec{E}\cdot ds=\int\int\int_v \nabla\cdot\vec{E}dv \qquad \text{(高斯定律)}$$

故

$$\int\int\int_v \nabla\cdot\vec{E}dv=\frac{1}{\varepsilon}\int\int\int_v \rho dv \qquad \text{(經高斯定律代換)}$$

得

$$\nabla\cdot\vec{E}=\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(帕松方程式)}$$

因為 $\vec{E}=-\nabla\phi$ ， ϕ 為純量電位，所以

$$\nabla\cdot\vec{E}=-\nabla\cdot\nabla\phi=-\nabla^2\phi$$

∇^2 是拉普拉斯算符 (*Laplace operator*)。帕松方程式最普通的寫法是

$$\nabla^2\phi=-\frac{\rho}{\varepsilon}$$

拉普拉斯方程式是帕松方程式中電荷密度爲零時的特例，即

$$\nabla^2 \phi = 0$$

帕松方程式的通式是 $\nabla^2 u = f\left(\sum_i q_i\right)$

式中 u 表純量位能函數，$f(\Sigma q_i)$ 是坐標 q_i 的函數。帕松方程式是一種非均勻偏微分方程式。

【帕松定律】(Poisson's law)

使理想氣體作似穩態絕熱變化時，壓力 p 與體積 v 之間有下式關係：

$$pv^\gamma = C \qquad (C\text{爲常數})$$

式中 γ 爲定壓比熱(*specific heat at constant pressure*)與定容比熱(*specific heat at constant volume*)之比，這稱爲帕松定律。

【帕松括號】(Poisson's bracket)

在古典力學中，守恆動力系統的拉格朗函數(*Lagrangian*) $L(q_1, q_2, \cdots, q_n; \dot{q}_1, \dot{q}_2, \cdots, \dot{q}_n; t)$ (q_i 爲廣義坐標)，適合拉格朗運動方程式

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \qquad i = 1, 2, \cdots, n$$

其動量及漢彌頓函數(*Hamiltonian*)則爲

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \qquad H = \sum_{i=1}^{n} p_i \dot{q}_i - L$$

由運動方程式得知

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \qquad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$$

一般函數 $F(q_1, \cdots, q_n; p_1, \cdots, p_n; t)$ 的時間變化

則爲 $$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial F}{\partial q_i}\dot{q}_i + \frac{\partial F}{\partial p_i}\dot{p}_i\right)$$

$$=\frac{\partial F}{\partial t}+\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial F}{\partial q_i}\frac{\partial H}{\partial p_i}-\frac{\partial F}{\partial p_i}\frac{\partial H}{\partial q_i}\right)$$

現定義帕松括號為

$$\{F,H\}=\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial F}{\partial q_i}\frac{\partial H}{\partial p_i}-\frac{\partial F}{\partial p_i}\frac{\partial H}{\partial q_i}\right)$$

則

$$\frac{dF}{dt}=\frac{\partial F}{\partial t}+\{F,H\}$$

上式可與量子力學的運動方程式相比較，由海森堡的矩陣力學可知，海森堡表象（*Heisenberg picture*）內的算符 Ω_H ，時間變化為

$$\frac{d}{dt}\Omega_H=\frac{\partial\Omega_H}{\partial t}+\frac{1}{i\hbar}[\Omega_H,H]$$

式中對易括號是

$$[\Omega_H,H]\equiv\Omega_H H-H\Omega_H$$

比較上述兩方程式，可知帕松括號與對易括號互相對應，則運動方程式互相符合，即

$$\frac{1}{i\hbar}[A,B]\leftrightarrow\{A,B\}$$

【帕倫】（Jean Baptiste Perrin 1870—1942）

法國物理及化學家。1870年九月三十日生於里耳（*Lille*）。1895年由實驗證明陰極射線帶負電，1908年由實驗證明布朗運動滿足氣體定律，研究沉澱的平衡，1926年獲得諾貝爾物理學獎。二次世界大戰時英美物理學家再三勸他離開法國，帕倫最初表示寧願死在祖國，被德軍宣傳說法國最權威的學者都在等待德軍開入巴黎，他一怒之下在巴黎淪陷前匆忙逃到倫敦，再轉紐約，不久即病歿。

【帕醉定律】（Poiseuille's law）

為沿一圓柱管流量體積與管二端壓差的關係，黏性係數為 η 之液體

，平穩地流經長為L，半徑為R的一水平圓柱管，單位時間通過管中任一截面積之體積V為

$$V=\frac{\pi R^4}{8\eta}\frac{P_1-P_2}{L}$$

P_1-P_2為管兩端壓力差，此結果稱為帕醉定律。

【帕醉流體】(Poiseuille's flow)

沿無窮長圓管軸的穩定流體。

【幸存曲線】(Survival curve)

依照有機體受到的各種不同的輻射劑量(*radiant dose*)，在某一時間後，這些有機體仍然生存的數目或百分比的曲線，或者在經過某一特殊輻射劑量後的不同時間裏，生存數目的曲線。

【庖立】(Wolfgang Pauli 1900—1958)

1900年四月二十五日生於奧國維也納。父為維也納大學化學教授，教父為名物理學家馬赫(*Mach*)。1918年當地學校畢業後赴慕尼黑大學攻讀六個學期，隨左末菲(*Sommerfeld*)習物理學。1921年獲博士學位後，赴哥丁根隨波恩研究一學期，再赴丹麥隨波爾一年。二十歲時替科學百科全書寫相對論，到今天仍是權威著作。1925年發現庖立不相容原理(*Pauli's exclusion principle*)，1928年赴蘇黎世聯邦工業大學，大戰期間(1940—1946)在美國普林斯頓高等研究院，1945年獲諾貝爾物理學獎。

庖立致力於粒子物理學(*Particle physics*)〔他主張微中子(*neutrino*)之存在〕和量子電動力學(*Quantum electrodynamics*)方面，後者即描述電磁場中電子行為之一套理論，並對此二方面均有卓越成就，1958年十二月五日逝於蘇黎世。

【庖立不相容原理】(Pauli's exclusion principle)

從費子(*fermion*)的逆對稱性質，我們立刻得到一個很重要的結

論，那就是不相容原理（*exclusion principle*），我們知道兩個費子在同一狀況之波函數必為零，因此，那或然率就是零。換句話說，不可能有兩個粒子在同樣的狀態，這就是著名的庖立不相容原理。

電子是費子，因此，它必須服從這不相容原理，即在一個原子裏每一量子軌道不可能有兩個以上的電子同時存在。有了這個以後，我們才能了解更多電子原子的性質。進而對化學元素的週期律可有一個非常合理的解釋，我們知道所謂化學性質，其實是原子中電子排列的情況，尤其是最外層電子的數目。有了此條原理，可以解決許多古典物理學所不能解釋的現象。

【庖立自旋矩陣】（Pauli spin matrix）

庖立自旋矩陣是指σ的三個分量

$$\sigma_x=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix} \qquad \sigma_y=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}$$

$$\sigma_z=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

與自旋角動量$\vec{J}$之間的關係

$$\vec{J}=\frac{1}{2}\hbar\sigma$$

所以此自旋角動量的值為$\frac{1}{2}\hbar$，而在z方向的本徵值分別為$\frac{1}{2}\hbar$和$-\frac{1}{2}\hbar$。這是在發現電子的自旋現象後所採用的。

庖立自旋矩陣滿足下列關係式

$$\sigma_i^2=I$$

$$\sigma_i\sigma_j=i\epsilon_{ijk}\sigma_k$$

$$\sigma_i\sigma_j+\sigma_j\sigma_i=2\delta_{ij}I$$

$$[\sigma_i,\sigma_j]\equiv\sigma_i\sigma_j-\sigma_j\sigma_i=2i\epsilon_{ijk}\sigma_k$$

式中ϵ_{ijk}之值爲

$$\epsilon_{ijk}=\begin{cases}1 & i\neq j\neq k\text{，且}ijk\text{ 正順序時}\\-1 & i\neq j\neq k\text{，且}ijk\text{ 逆順序時}\\0 & i=j\quad\text{或}j=k\quad\text{或}k=i\end{cases}$$

i，j，k代表記號x，y，z。

它們除了代表與自旋角動量有關的矩陣之外，還與二維單元群（$SU(2)$）有關，此群與三維轉動群有直接的關係。設空間的坐標距離定義爲

$$P=\sigma\cdot x=\sigma_x x+\sigma_y y+\sigma_z z$$

$$=\begin{pmatrix} z & x-iy \\ x+iy & -z \end{pmatrix}$$

任何P的么正變換U爲

$$UPU^{-1}=P'$$

P'可以寫成爲

$$P'=\sigma\cdot x'=\sigma_x x'+\sigma_y y'+\sigma_z z'$$

$$=\begin{pmatrix} z' & x'-iy' \\ x'+iy' & z' \end{pmatrix}$$

【庖立順磁性】（Pauli paramagnetism）

根據古典自由電子學說，計算出的導電電子磁化率爲

$$\chi=N\mu_B{}^2/kT$$

此結果並不十分令人滿意，因爲實驗結果是大多數非鐵磁性金屬的磁化率均與溫度無關。且在室溫時磁化率的測得值大約只有上式計算值的百分之一。

庖立首先證明，欲正確地校正此理論，必須引用費米、狄悅克分佈函數（*Fermi-Dirac distribution function*）。在金屬中導電電子的分佈係從低能階開始一直塡到費米能階爲止，因爲低能階的所有平行

自旋態均已佔滿，故加上磁場後，其轉向可能率為零，只有在費米能階表面大約 kT 範圍內的電子才有可能受到影響而在磁場中轉向。如考慮費米能階的能量相當於 kT_F，則大約言之，實際上參加磁化作用的電子數目約佔全部數目的 T/T_F，磁化率則應修正為

$$\chi \cong (N\mu^2/kT) \cdot (T/T_F) = N\mu^2/kT_F$$

按此式計算的結果即與溫度無關，且與觀測值的大小相當。

庖立首先用費米、狄悅克分佈函數得出

$$M \cong (3N\mu^2 H)/(2kT_F)$$

之關係，且圓滿解釋電子順磁性質，故稱為庖立順磁性。

【庖立磁化率】(Pauli susceptibility)

由古典理論導出的電子磁化率與溫度有關，而實驗結果卻與溫度無關，且數值相差甚大。為解釋這種現象，庖立首先引用費米、狄悅克分佈函數，找出磁矩平行於磁場及反平行於磁場的電子數目密度差，因而得出磁化值約為

$$M = (3N\mu^2 H)/(2kT_F)$$

由此式得到的磁化率為

$$\chi = M/H = (3N\mu^2)/(2kT_F)$$

即稱為庖立磁化率，結果與實驗十分吻合。

【底面壓力】(Lower surface pressure)

內盛液體的容器底部所受到的總壓力，和液體深度成正比，而與容器容量無關。

【弧】(Arc)

氣體放電時所產生的光，其電位降幾乎全部轉變成氣體的游離能。

【弧光燈】(Arc lamp)

此燈之主要部分，為二組碳棒，先讓此二棒相接，分別與 40～60 伏特直流電源之兩極相連。因接觸部分電阻大，碳棒端被熱至極高溫度

，致使碳素蒸發而發強光。此時引開兩棒，令其間有約數分之間隙，電流不但不中斷，且因碳棒間的氣體及微細碳粒之達到白熾狀態，而會形成強烈的弧形光焰，是爲弧光，以弧光爲光源製成的照明工具，稱爲弧光燈。

燃弧光燈時，碳棒兩端，次第消耗，而碳之一部分，從陽極向陰極飛，故陽極之消耗，較陰極約快兩倍。陽極因受電子衝擊，其耗蝕速度大於陰極，故呈陷口（ *crater* ）。其溫度可達 3,500°C ，發光效率約每燭光 0.5 瓦特。

由於碳棒不斷耗蝕，兩極間的距離逐漸加大，故須用一種特別自動調節裝置，令其間距離保持不變。有一種差接弧光燈（ *differential bogenlamp* ），其保持碳棒距離的方法，是利用附裝的電磁鐵。

又以碳棒之暴露與否，弧光燈又分爲閉弧燈（ *inclosed arc lamp* ）及開弧燈（ *open arc lamp* ）二種。近年來又有於碳棒中另裝一由碳、石灰、氧化鎂等填充之棒心（ *core* ）的焰弧（ *flaming arc* ）及陰極由壓入磁鐵礦氧化鈦（ *titanium oxide* ）之鐵管製成，正極爲一銅條的金屬弧光燈（ *metallic arc lamp* ）。路燈、探照燈和電影放映機，都用弧光燈。尼加拉大瀑布徹夜通明的燈光，就是由含有24根大碳棒的弧光燈組發出的，它的照度超過十五億燭光。家庭用的保健弧光燈模型目前已有供應。碳弧燈內的碳棒，需要經常調整與換新。

【弧光譜】（ Arc spectrum ）

兩金屬棒或碳棒最初相接觸並通以電流（例如100伏特10安培 ），然後在空氣或其他氣體中稍微拉開約半厘米距離時，兩棒尖端發生電弧而生高熱，金屬在高熱下氣化，經電弧中的電子撞擊而發出其特殊的原子光譜，稱爲弧光譜，可以分析金屬中所含的元素及研究原子的內部結構。

【弧式發送機】（ Arc transmitter ）

無線電初期用的發送機。

【弧汞整流管】(Phanatron)

充有汞氣具備單向導電的二極管，如866A整流管等。

【弧度】(Radian)

測量角度所用的單位，一週有2π弧度，每一弧度相當於57·3度角。

【弧熔接】(Arc welding)

利用弧光產生的高熱來熔接金屬的方法。

【往復蒸汽機】(Reciprocating steam engine)

將水置於鍋爐中加熱使之沸騰，並設法不令所生蒸汽在壓力未達數個大氣壓之前逸出，將加壓的蒸汽導入一兩端封閉的汽缸內，汽缸中有一活塞可往復運動。蒸汽係交替的從活塞之兩邊進入汽缸；無論從汽缸的那一邊進入，與進汽口相對的一邊恆與外在大氣壓相連（高壓蒸汽機），或與冷凝器（*condenser*）相連，在後一種情形之下，蒸汽冷卻後復凝為水。至於蒸汽之進出，則是用蒸汽分佈（*steam distribution*）予以控制的。

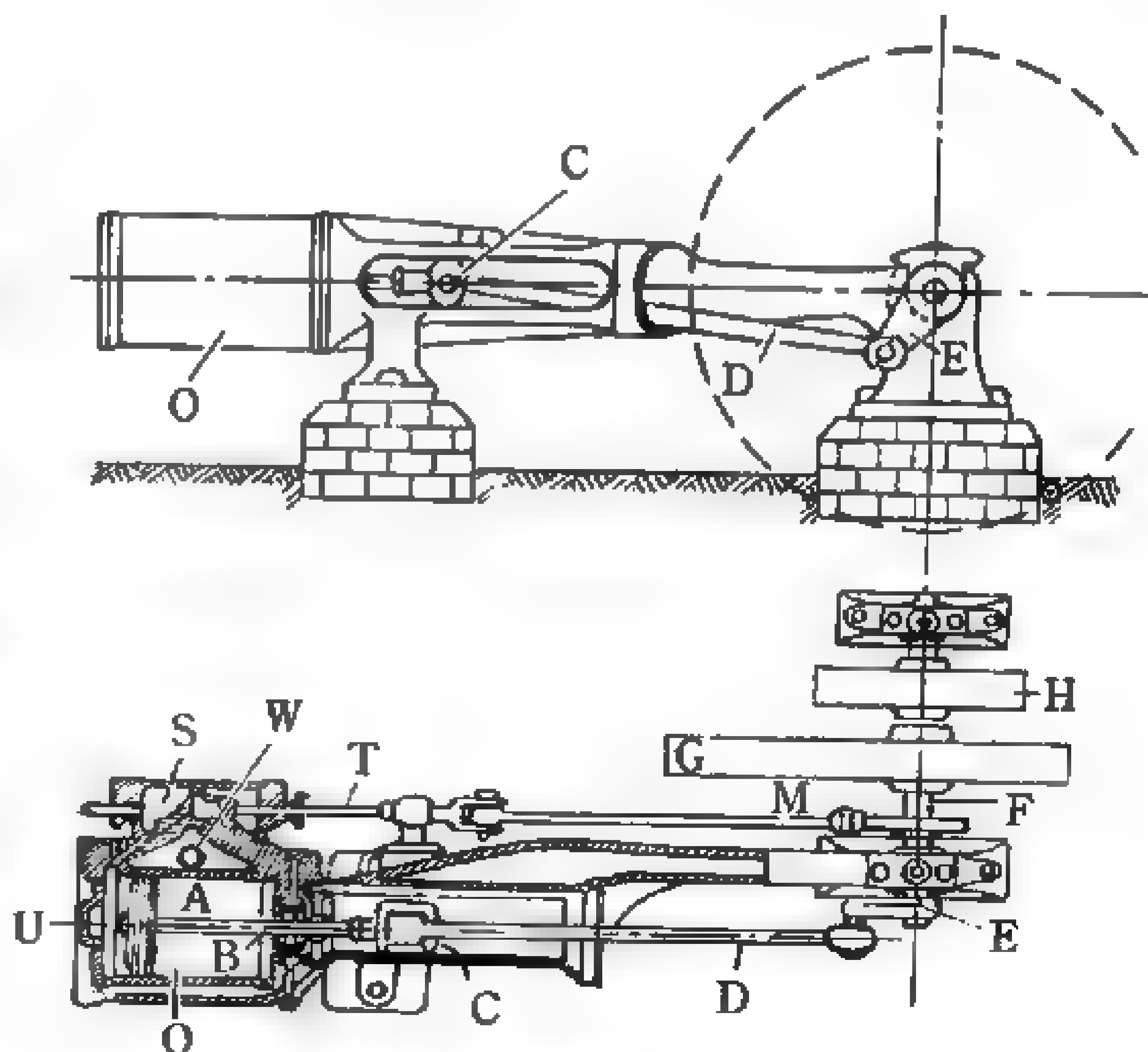


圖8—39

單缸蒸汽機及其滑瓣控制

蒸汽分佈之型

式有兩種，一爲滑瓣式（*slide-valve*），另外是其他型式的活瓣式蒸汽分佈（多用於高壓引擎）。滑瓣的操作方式以及蒸汽機之全部作用，參見圖 8－39 。圖中所示爲一水平蒸汽機及其滑瓣控制，滑瓣之細部構造參閱圖 8－40 。蒸汽係經由*U*管自鍋爐而來。滑瓣是由一滑套（*slide-casing*）*S*組成，眞正的滑動即係由裝於其中之*D*型滑尺（*D-slide*）往復爲之。滑動是在一附於汽缸的平面上進行的。滑動時，空的一面向下，此一平面鑽有三個小孔，上下二孔分別導向汽缸的上下方，中間的小孔則與排汽管*W*相連，如圖 8－40 所示。當滑尺位於圖 8－39所示之位置時，蒸汽經由*U*穿過左方的通路進入汽缸*O*之左方，經過活塞*A*時將*A*推向右邊，同時活塞右邊的蒸汽則可由*D*型滑尺上的空腔（*cavity*）進入排汽管*W*。

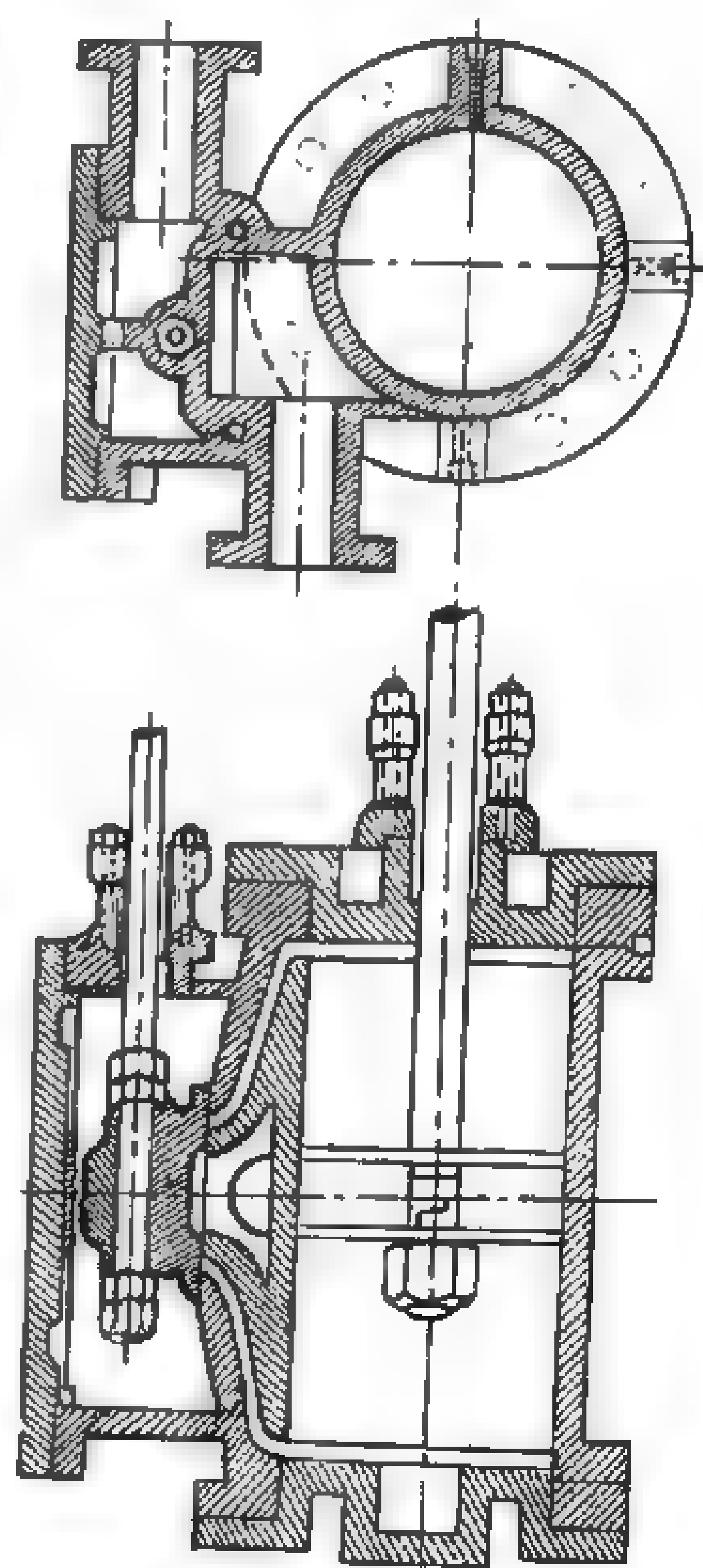


圖 8－40　滑瓣機構

活塞*A*係與活塞桿*B*相連，後者由於十字頭（*cross head*）*C*之限制只能作直線運動，*C*則在兩條導路（*guides*）之間運行。連桿*D*的一端與十字頭相接，另一端與曲柄臂（*crane web*）*E*相連，故活塞之往復運動可變爲曲柄軸（*crank shaft*）*F*與飛輪*G*的轉動。曲柄軸上有一偏心滑輪（*eccentric sheave*）*H*，*H*係一裝於曲柄軸上之盤狀裝置，但其轉動軸線並不通過其幾何中心。偏心滑輪之作用一如一曲柄或凸輪（*cam*），也是在一個環狀軸承中

間轉動的，此種軸承稱爲偏心環（*eccentric strap*）。偏心環上有一偏心桿M，偏心桿之另一端與閥桿（*valve spindle*）T 接合。當曲柄軸轉動時，偏心滑輪使偏心桿往復運動，此種運動又經由閥桿T'傳給閥瓣，偏心滑輪在軸上之轉動對於曲柄臂E而言爲90度，故當活塞位於汽缸一端的靜止位置時，滑瓣正在其中間位置以其最大速度運動。同樣的，當活塞在汽缸中央運動時，滑瓣之位移最大，速度最小。

【彼羅夫斯蓋特結構】（Perovskite structure）

一般鐵電晶體（*ferroelectric crystal*）依結構可以分成好幾類，彼羅夫斯蓋特結構是一種最簡單的鐵電晶體。如鈦酸鋇（$BaTiO_3$）、鈦酸鍶（$SrTiO_3$）、三氧化鎢（WO_3）、鈮酸鉀（$KNbO_3$）及鈦酸鉛（$PbTiO_3$）等，均屬彼羅夫斯蓋特結構。茲以鈦酸鋇爲例討論之，鈦酸鋇的彼羅夫斯蓋特結構如圖 8—41 爲立方體，鋇離子（Ba^{2+}）在八個立方體的角上，氧離子（O^{2-}）在面心位置，而一個鈦離子（Ti^{4+}）在立方體的中心。當溫度低於居里溫度時，Ba^{2+}和Ti^{4+}離子相對O^{2-}離子而稍微移位，因此會產生一雙極矩，如圖 8 — 42 。

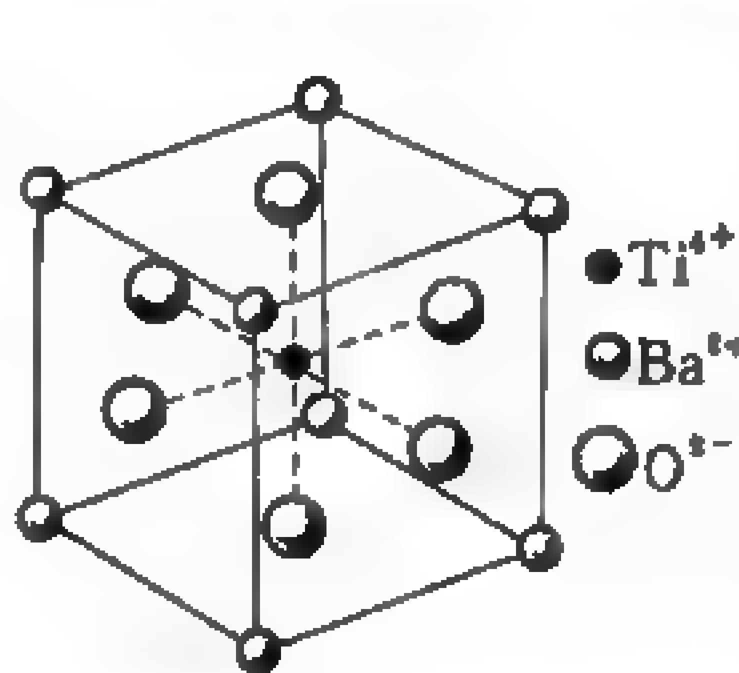


圖 8 — 41

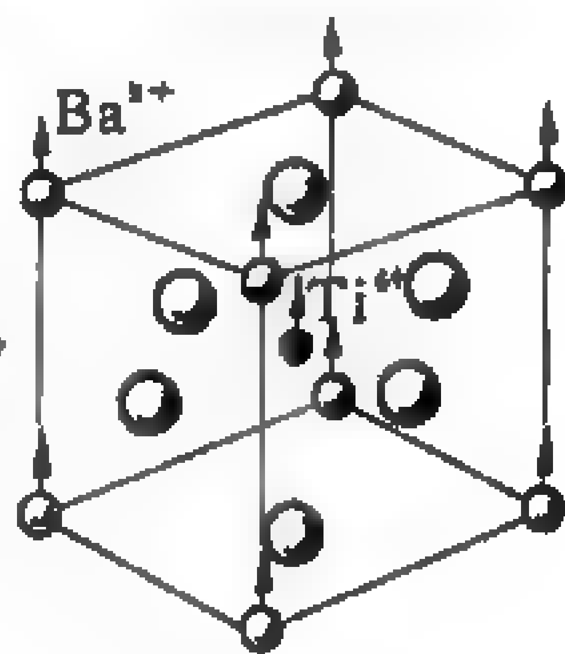


圖 8 — 42

【性能－能量比】（Performance-energy ratio；簡稱P.E.R.）

相當於熱機（*heat engine*）和熱泵（*heat pump*）的逆向運用和目的，這兩種機具的效率觀念是彼此互成倒數。熱機從一定量的熱所產生的機械能應該是越多越好，而熱泵則在一定量的機械能驅動時，所放出的熱量則越多越好。冷凍機（*refrigerator*）從低溫物體移去的

熱量應該是儘可能地越多越好。因此，表示熱泵效率的比率應是熱機效率的倒數。然而，“效率”一辭是專爲引擎訂定的，而用其他的方式說明熱泵和冷凍機經濟價値的特性，玆說明如下。這三種機具的有關比率爲

1.熱機

$$效率(\eta)=\frac{所作的功}{燃料所供應的熱}$$

2.冷凍機

$$性能係數=\frac{從冷體移去的熱}{所作的功}$$

3.熱泵

$$性能-能量比=\frac{輸出到熱體的熱}{所作的功}$$

實施這三種工作的理想過程，是用理想氣體工作的卡諾循環(*Carnot cycle*)。當作用如熱機時，氣體在高溫時膨脹，在低溫時壓縮。但作用如熱泵或冷凍機時，則以相反的方向工作。以T_1表示高溫處的絕對溫度，T_2表示低溫處的絕對溫度，則蒸汽機中的卡諾循環的效率表示如下

$$\eta c=\frac{T_1-T_2}{T_1}$$

逆向運轉時，卡諾循環之作用如冷凍機，具有性能係數爲

$$C.O.P.=\frac{T_2}{T_1-T_2}$$

或作爲熱泵時，具有性能－能量比爲

$$P.E.R.=\frac{T_1}{T_1-T_2} \qquad (1)$$

眞實引擎的效率比以卡諾循環運轉的理想引擎應有的效率爲低。更進一步地說，從以上三個方程式可能導出來的定性推論，對眞實的機具也有效：在循環的最高和最低溫度間之差，T_1-T_2，爲表示熱機效率方程式的分子，和冷凍機的$C.O.P.$及熱泵的$P.E.R.$兩種表示法的分母。所以，要獲致最大的經濟效益，則在熱機中溫度間隔應儘可能擴大。但以熱泵和冷凍機而言，則與該項法則相反：需要抽取的熱的溫度範圍愈小，則性能－能量比愈好。這一事實的結果，獲致了一種更進一步的法則，卽設計以熱泵運轉的集中暖氣裝置，須應用大面積的散熱器或嵌入式的嵌板加熱器，才能以適度溫度的循環水來維持所希望的室內溫度。我們發現在英國的氣候，在大部分的需要暖氣的期間中，$T_1=49°C=322°K$，已很適當，而冬季的河水溫度約爲$T_2=4°C=277°K$。將這些數值代入(1)式中，我們獲致以卡諾循環工作的理想熱泵的性能－能量比

$$P.E.R.\ carnot=\frac{322}{322-277}=7.15$$

在眞實熱泵中實際獲致的性能－能量比當然較低，恰像熱機的效率經常比運轉於同樣溫度極限間的卡諾循環的效率爲低一樣。更進一步地，我們已經發現用電動機驅動壓縮機的現有熱泵裝置所能供應房間的熱量，比消耗同等電力的電爐大三倍到四倍之多。所以用在大建築物或工廠等大型集中式暖氣供應工廠，可節省很多能量，尤其是採用儲熱容量巨大而隔熱良好的水池。因爲在那種情形下，可以利用電力售價較低時驅動熱泵，以儲藏熱量備用。

【性能係數】(Coefficient of performance；簡稱C.O.P.)

機械工程師常用低溫時移去之熱量與所施功之比(即 $\frac{\text{低溫移去之熱量}}{\text{所施之功}}$)，衡量冷凍設備的性能，此一比值，稱為性能係數。

參閱"性能-能量比(*Performance-energy ratio*;簡稱*P.E.R.*)"條。

【性質因素】(Quality factor)

1. 當人體暴露在放射線下時，吸收劑量需乘以某種因素，才能化成一種對所有游離輻射都通用的劑量數，這種因數就稱為性質因數。

2. 在討論交流電路的共振問題時，我們常引入一個性質因數 Q，表示此儲存能量的元件對儲存能量的效率，其定義為

$$Q = \omega\left(\frac{\text{最大儲存能量}}{\text{平均消耗功率}}\right) = \omega \cdot \frac{W_{max}}{P}$$

線路內有感應器及電容器時，其 Q 因數分別定義為

$$Q \equiv \frac{\omega L}{R} = \frac{X_L}{R}$$

$$Q \equiv \frac{1}{\omega RC} = \frac{|X_C|}{R}$$

其中，X_L 為感抗(*inductive reactance*)，X_C 為容抗(*capacitive reactance*)。

3. 一振盪器選擇頻率的靈敏度，常用一個稱為性質因數 Q 的量來表示。性質因數 Q 的定義是

$$Q = 2\pi\,\frac{\text{最大儲存能}}{\text{一週期內的能量消散}}$$

當 Q 越大時靈敏度越高；反之，Q 小，靈敏度也小。

【拉力】(Tension)

在彈性限度以內，物體受力的作用所生的應變(*strain*)和作用

的力成正比。應變隨力作用的方向而異，使物體延伸的力稱拉力或張力。

【拉午定律】(Raoult's law)

稀溶液的冰點降低與其濃度成正比，這稱爲拉午定律。爲關於稀溶液的汽壓降低與濃度間關係的定律。稀溶液的汽壓降低率和溶質的克分子分數相等，而與溶劑溶質的種類無關。設溶劑和溶質的克分子數爲 N 和 n，溶劑和溶質的汽壓分別爲 P_0 和 P，則對任何物質有下列關係：

$$\frac{P_0 - P}{P_0} = \frac{n}{N+n}$$

此關係乃是將溶劑的蒸汽視作理想氣體，並免計溶液壓縮率而得到的理想溶液近似式。利用此性質，測量溶液汽壓，即可決定溶質的分子量，這稱爲拉午定律。

【拉目移動】(Lamb shift)

在 1947 年拉目和雷則福 (*R. C. Ratherford*) 從氫原子光譜中量得精細結構，發現氫的 $2S^{\frac{1}{2}}$ 階比 $2P^{\frac{1}{2}}$ 階稍高，比較高的能位稱爲拉目移動，移動的大小爲 1,057.77±0.10 百萬赫茲，移動的情形及名稱如圖 8—43所示。

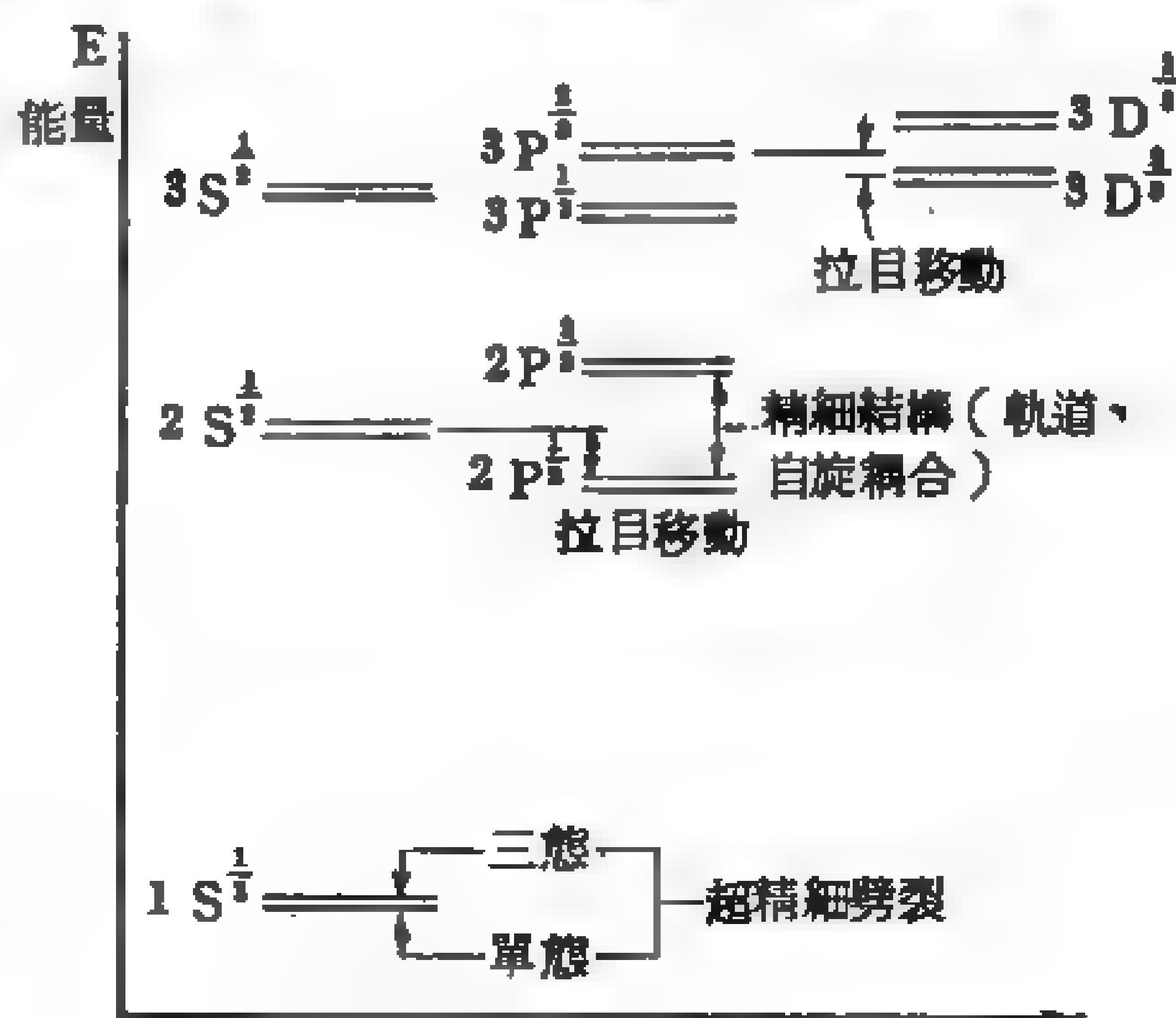


圖 8 — 43

能階 $2S^{\frac{1}{2}}$ 和 $2P^{\frac{1}{2}}$ 有相同主量子數 $n=2$，其總角動量 ($j=\frac{1}{2}$) 相等，只有軌道角動量各爲 $l=0$ 與 $l=1$，

因此在相對論量子力學中，引起很多的問題，如已知的狄悅克方程式解出的氫能位是

$$E_n = m\left[1+\left(\frac{\alpha}{n-(j+\frac{1}{2})+\sqrt{(j+\frac{1}{2})^2-\alpha^2}}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}$$

則 $2S^{\frac{1}{2}}$ 和 $2P^{\frac{1}{2}}$ 不應劈裂（因爲 n 和 j 均相同）。所以理論上的解釋是很有趣的問題。拉目移動主要來源爲電子和輻射場的交互相作用，例如高次項的輻射校正（*radiative correction*），非正常磁矩的作用和眞空偏振效應（*vacuum polarization effects*），還有其他的各種效應可以計算到使理論結果與實驗數據非常接近。這是量子場論的熱門話題，也是光譜分析實驗最引人入勝之處。

【拉瓦節】（Antoine Laurent Lavoisier 1743—1794）

法國人。闡明燃燒的眞諦，證明質量不滅法則。其一生最重要的成就爲確定元素的含義，提供人類最早之化學元素分類表，被尊爲近代化學之父。

【拉米定理】（Lami's theorem）

三力作用於物體上達平衡時，則三力應在同一平面內，其作用線必交於一點，且每一力必和其他兩力間角度之正弦成正比，稱爲拉米定理。以式子表之如下：

$$F_1 : F_2 : F_3 = \sin(\vec{F}_2,\vec{F}_3) : \sin(\vec{F}_3,\vec{F}_1) : \sin(\vec{F}_1,\vec{F}_2)$$

$(\vec{F}_i,\vec{F}_k)$ 表示 $\vec{F}_i$ 與 $\vec{F}_k$ 所成的角。

【拉各耳多項式】（Laguerre polynomials）

用薛丁格方程式解氫原子問題時，可將波函數分爲球諧函數（*spherical harmonics*）和徑向函數（*radial function*）之積。由徑向函數的漸近行徑知道此徑向函數形式爲

$$e^{-\frac{1}{2}\rho}\rho^{l}L(\rho)$$

式中$L(\rho)$爲拉各耳多項式，是拉各耳微分方程式的解，此方程式爲

$$\rho L''(\rho)+[(2l+1)-\rho]L'(\rho)$$
$$+(n-l-1)L(\rho)=0$$

拉各耳多項式可用以下各式表示之：

$$L_p(\rho)=e^{\rho}\frac{d^p}{d\rho^p}(e^{-\rho}\rho^p)$$

$$L_p^q(\rho)=(-1)^q\frac{d^q}{d\rho^q}L_{p+q}^0(\rho)$$

$$L_p^q(\rho)=\frac{[(p+q)!]^2}{p!q!}F(-p,q+1,\rho)$$

$$=\sum_{s=0}^{p}(-1)^s\frac{[(p+q)!]^2}{(p-s)!(q+s)!s!}\rho^s$$

其母函數的形式是：

$$\frac{e^{-\rho s/(1-s)}}{(1-s)^{q+1}}=\sum_{p=0}^{\infty}\frac{s^p}{(p+q)!}L_p^q(\rho)$$

由此母函數可以得到下式

$$\left[\rho\frac{d^2}{d\rho^2}+(q+1-\rho)\frac{d}{d\rho}+p\right]L_p^q(\rho)=0$$

令$p=n-l-1$，$q=2l$，上列方程式就是徑向函數中的拉各耳多項式。

【拉每彈性常數】(Lame's elastic constant)

詳閱“剛性係數(*Coefficient of rigidity*)”條。

【拉坡特定則】(Laporte rule)

在原子光譜中，一般性的雙極輻射，其選擇定則可歸納成：

$$\triangle J=0，\pm 1$$

$$J=0 \nleftrightarrow J=0$$

$\nleftrightarrow$表示這種躍遷不可能發生

$\triangle M = 0, \pm 1$

$M = 0 \nleftrightarrow M = 0$

$\triangle L = 0, \pm 1$

$\triangle l = \pm 1$

但除上述的一般性選擇定則外，原子的宇稱性（*parity*）對電子的躍遷也有限制。如果原子的總方位角量子數 $L = \sum_i l_i$ 爲偶數，則此原子爲偶宇稱性；如爲奇數，則此原子爲奇宇稱性。這就是拉坡特宇稱性定則。拉坡特選擇定則謂：原子的雙極輻射，唯有在偶態與奇態的電子間才能發生。亦即如果有兩電子 i 與 k，則如當 $\triangle l = l_i - l_k = \pm 1$ 時若 $l_i = 1$，則 l_k 必須爲 0 或 2、－2時，方有譜線產生。

【拉格朗】（Joseph Louis Lagrange 1736—1813）

法國數學家，生於義大利之杜林（*Turin*），十六歲時即任杜林之皇家砲兵學校數學教授。他最著名的研究著作是解析力學（*Analytical Mechanics*）一書，1788 年出版，此書以代數方法研究行星軌道有關的力和運動、液體的流動、絃的振動等。又曾研究插值法、機率和數論等，並幫助創立法國米制單位制。

【拉格朗方程式】（Lagrange's equation）

亦即拉格朗運動方程式。

參閱"拉格朗運動方程式（*Lagrange's equation of motion*）"條。

【拉格朗公式論】（Lagrangian formalism）

在力學中，一系統的物理狀態，可由質點的位置、速度及時間得知。若覓得一拉格朗函數

$$L = L(q_1, \cdots, q_n; \dot{q}_1, \cdots, \dot{q}_n; t)$$

爲廣義坐標 $q_1, \cdots, q_n$，廣義速度 $\dot{q}_1, \cdots, \dot{q}_n$ 及時間 t 的函數，且

$$L = T - V$$

T為此系統的總動能，V為總位能，則由最小作用原理，可以求得運動方程式。定義作用I為

$$I = \int_{t_1}^{t_2} L\,dt$$

此為對經過路程的線積分，t_1和t_2為兩端點。最小作用原理謂

$$\delta I = 0$$

由變分法計算可得尤拉、拉格朗方程式（*Euler-Lagrange equation*）如下

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \qquad (i = 1, 2, \cdots, s)$$

這種方法推廣到相對論時，定義拉格朗密度L，且作用I為

$$I = \int_{t_1}^{t_2} L\,d\tau$$

式中$d\tau$為四維體積不變量，由不同的作用場得不同L的形式。由最小作用原理$\delta I = 0$可得場方程式與運動方程式。以上的方法稱為拉格朗公式論。

【拉格朗定理】（Lagrange theorem）

若對一小孔徑的反射面，阿貝（*Abbe*）的正弦方程式變成$ny\theta = n'y'\theta$。

【拉格朗函數】（Lagrangian）

動力學系統的動能與位能之差，即

$$L = T - V$$

其中T為動能，V為位能，L為拉格朗函數。

參閱"拉格朗運動方程式(*Lagrange's equation of motion*)"條。

【拉格朗括號】（Lagrange bracket）

$$[x, y] = \sum_K \left(\frac{\partial q_K}{\partial x}\frac{\partial p_K}{\partial y} - \frac{\partial q_K}{\partial y}\frac{\partial p_K}{\partial x}\right)$$

其中q_K為廣義坐標，p_K為廣義動量，x，y為二變數。

【拉格朗流體動力方程式】(Lagrangian hydrodynamical equation)

若完美流體的一部分，在某時刻的位置爲 (a, b, c)，經過時間 t 後爲 (x, y, z)，並將 x, y, z 視作 a, b, c 及 t 的函數，則流體的運動方程式爲

$$\frac{d^2x}{dt^2}\frac{\partial x}{\partial a}+\frac{d^2y}{dt^2}\frac{\partial y}{\partial a}+\frac{d^2z}{dt^2}\frac{\partial z}{\partial a}$$

$$=X\frac{\partial x}{\partial a}+Y\frac{\partial y}{\partial a}+Z\frac{\partial z}{\partial a}-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial a}$$

以及將 a 改爲 b、c，則共有三個方程式，叫做拉格朗流體動力方程式。式中 p 表示在點 x, y, z 的壓力，ρ 爲密度，X, Y, Z 爲作用於流體單位質量之外力的分量。若將此運動方程式和流體狀態方程式 $\rho = f(p)$，連續性方程式 $\rho\dfrac{\partial(x, y, z)}{\partial(a, b, c)}$ = 常數，一併考慮，則可求出在通常邊界條件下和起始條件下的流動之解。

【拉格朗密度】(Lagrange density)

$$L=\frac{1}{2}\left[\mu\dot{\eta}^2-Y\left(\frac{\partial\eta}{\partial x}\right)^2\right]$$

其中 μ 爲單位長度的質量，Y 是楊格模數 (*Young's modulus*)，η 是離平衡點的位移。

【拉格朗場方程式】(Lagrange field equation)

對任一場 $\Psi(x_\mu)$ ($\mu=1, 2, 3, 4$)

$$\frac{\partial L}{\partial\Psi}=\sum_{\mu=1}^{4}\frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x_\mu}\right)}\right)$$

【拉格朗渦旋定理】(Lagrange's theorem of vortex)

在完美流體中，渦旋不發生亦不消滅，稱爲拉格朗渦旋定理。

參閱"赫爾姆霍茲渦旋定理(*Helmholtz's theorem of vortex*)"條。

【拉格朗運動方程式】(Lagrange's equation of motion)

動力學系統的一種運動方程式組。若所討論系統爲守恆系統，則第 i 個質點的運動方程式爲

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}-\frac{\partial L}{\partial q_i}=0$$

式中 $L=T-V$，即系統的動能與位能之差，L 稱爲拉格朗函數。由於採用廣義坐標列式，我們可用任何種類的坐標系寫出這種方程式，比使用牛頓的運動方程式方便，雖然這兩種運動方程式的效用相等。

非守恆系統的運動方程式爲

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}-\frac{\partial T}{\partial q_i}=Q_i$$

式中 Q_i 爲廣義力，其意義爲當坐標 q_i 有 δq_i 的變化時，$Q_i\delta q_i$ 表示 Q_i 所作的功；T 是系統的動能。

因爲由漢彌頓原理的變分運算可得上述守恆系統的運動方程式，在變分運算中該等方程式稱爲尤拉方程式(*Euler equation*)，故亦稱上述守恆系統的運動方程式爲尤拉、拉格朗方程式(*Euler Lagrange equation*)。

【拉莫爾公式】(Larmor's formula)

若一電荷作一加速運動時，其電場不是徑向，且不像等速運動時所具之前後對稱，其力線模型類似於圖 8—44 所示者。當粒子運動時，電荷後面之場減少，而電荷前面之場增加，但由於加

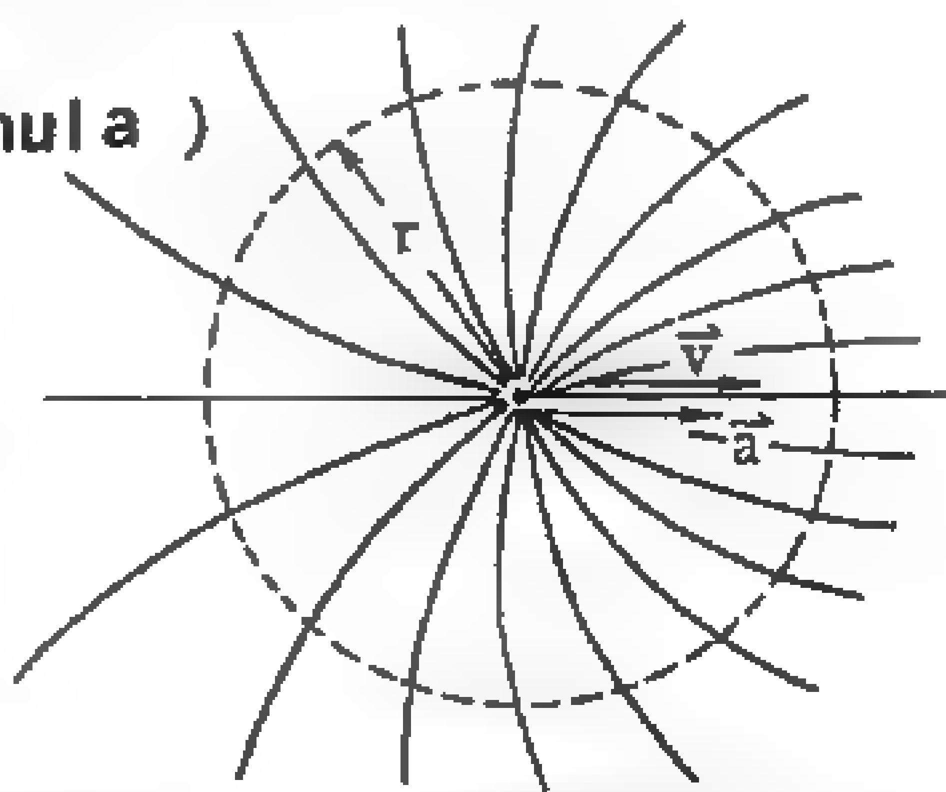


圖 8 — 44　一加速電荷產生之電力線

速之關係，場之增大量（對應於新而較大之速度）比原先場之減小量（對應於一較早且較小之速度）爲大。因此，必須有一額外淨能傳至所有空間以建立電場，故一加速電荷輻射電磁能。此意即，當欲求一作用力作用之帶電粒子之運動時，必須考慮能量之輻射，此使粒子運動方程式更爲複雜，而前未曾考慮此項因素之理由爲其在大部分之實際情況下（其加速度小且其速度甚小於光速）可以忽略。

在各方強度相同之電荷並不輻射能量；若速度小，則最大強度係沿垂直於加速度之方向，一加速電荷其在瞬息間係靜止或對觀察者運動很慢，其單位時間所輻射之能量可表爲

$$\frac{dE}{dt}=\frac{q^2a^2}{6\pi\epsilon_0c^3}$$

式中 a 爲電荷之加速度，此結果稱爲拉莫爾公式。

由此可得的重要推論是：欲維持一電荷作加速運動，必須供應能量以補償因輻射之能量損失。此即當一離子在一線型加速器（*liner accelerator*）如范得格拉夫加速器（*Van de Graaff accelerator*）內加速時，供給離子之能量有一部分因電磁輻射而損失。然而，此項損失可以略計，除非是在相對性能量情況下。

【拉莫爾定理】（Larmor theorem）

在軌道上旋轉的電子，其情形如同圓電流，根據電磁學定律，它必具有一定的磁矩。從力學的立場觀之，它尚具一角動量。

由電磁學得知圓電流之磁矩 M

$$M=\frac{1}{c}JS \qquad (1)$$

上式中之 c 爲光速，J 爲電流強度，S 爲圓電流所包圍之面積。圓狀軌道上電子之頻率若爲

$$\nu=\frac{1}{T}$$

則

$$J=\frac{e}{T}=e\nu$$

於是

$$M=\frac{1}{c}e\nu\pi r^2$$

r 爲圓半徑。又因 $\nu=\frac{\omega}{2\pi}$，故可將 ν 改爲角頻率 ω。於是

$$M=\frac{e}{2c}\omega r^2=\frac{e}{2mc}mr^2\omega$$

$$mr^2\omega=mr^2\varphi$$

爲電子之軌道角動量 l，故

$$M=\frac{e}{2mc}l$$

茲將具有如此性質的原子置於外磁場 $\vec{H}$ 中，因此原子具有一定的磁矩，故將轉向外磁場的方向，於是原子在該磁場內的運動就如同陀螺在重力場的運動，即此原子以外磁場方向爲軸作進動（ *precession* ）。

爲求進動角速度 $\vec{\Omega}$，茲取兩個坐標系，一就外磁場方向取作爲靜止系，另一取在電子軌道面上而隨著軌道面對靜止系以 $\vec{\Omega}$ 角速度旋轉。設進動方向與外磁場的方向爲一致，電子之速度對靜止系及運動系分別爲 v 及 v'，$\vec{v}$ 係等於 $\vec{v}'+[\vec{\Omega}\vec{r}]$，$\vec{r}$ 爲電子的向徑（ *radius vector* ），$[\vec{\Omega}\vec{r}]$ 爲向量 $\vec{\Omega}$ 與 $\vec{r}$ 之向量乘量。如果外磁場強度爲 $\vec{H}$，電子對轉動坐標系的加速度爲 $\vec{\alpha}'$，則電子對轉動坐標系的運動方程式爲

$$m\vec{\alpha}'=-\frac{e^2}{r^2}\vec{r}_1-\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}]-m[\vec{\Omega}[\vec{\Omega}\vec{r}]]+2m[\vec{v}'\vec{\Omega}] \quad (1)$$

$\vec{r}_1$ 爲向徑方向的單位向量，c 爲光速，第一項爲電子與核間的庫倫靜電引力，第二項是磁場$\vec{H}$作用於電子的羅倫玆力（ *Lorentz force* ），第三項通稱爲慣性力（ *inertial force* ），第四項稱爲科里奧利力（ *Coriolis force* ）。就〔$\vec{\Omega}\vec{r}$〕甚小之情形言，（1）式的第三項可略不計之，第四項中之$\vec{v}'$ 可換爲$\vec{v}$。從此可得

$$m\vec{\alpha}' = -\frac{e^2}{r^2}\vec{r}_1 - \frac{e}{c}\,[\vec{v}\vec{H}] + 2m\,[\vec{v}\Omega] \qquad (2)$$

由於$\vec{H}$的方向與進動的方向相同，科里奧利力之方向則與羅倫玆力者相反（見圖 8—45）。原子中的電子未受外磁場作用時，其運動方程式爲質量乘上加速度等於庫倫靜電引力。當它受外磁場作用時，隨著轉動坐標系一同作運動的觀測者，則見該電子的運動與未受外磁場的情形相同，亦可以說電子在轉動坐標系上的軌跡與未受外磁場作用時之情形相似，因此（2）式右側的第二項及第三項的和應等於零，即

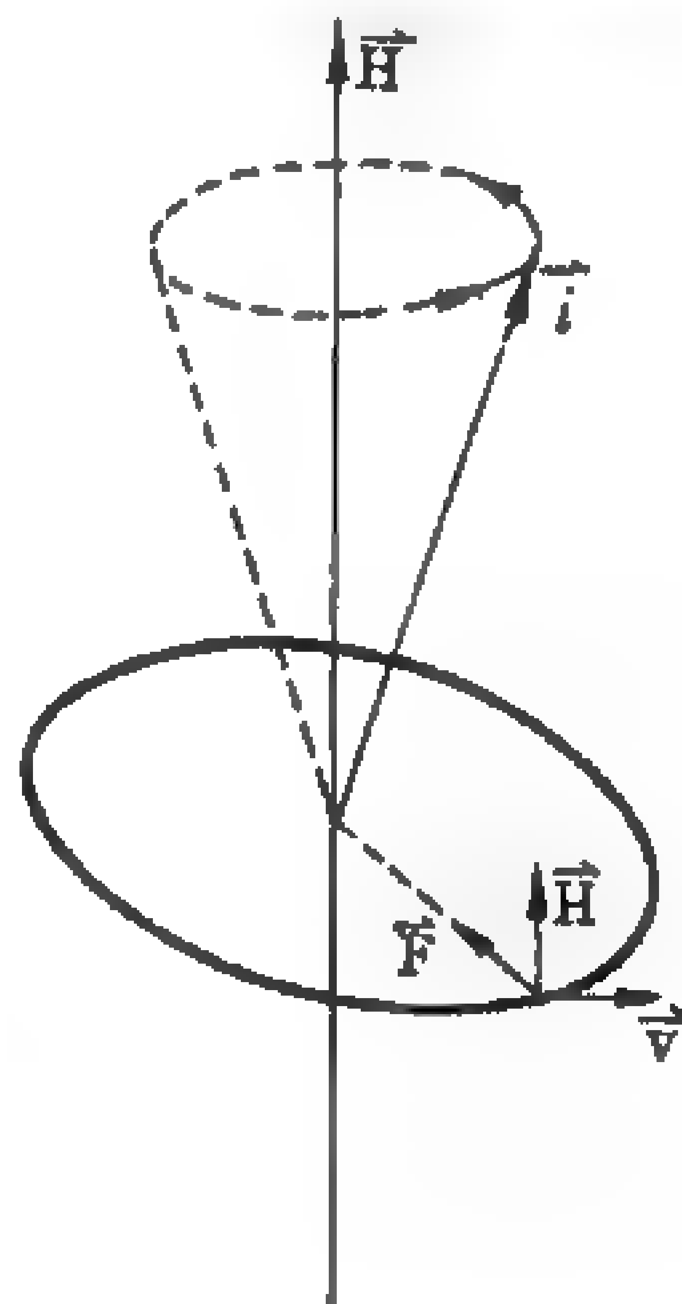


圖 8 — 45

$$2m\,[\vec{v}\vec{\Omega}] = \frac{e}{c}\,[\vec{v}\vec{H}]$$

於是得

$$2mv\vec{\Omega}\sin(\vec{v}\vec{\Omega}) = \frac{e}{c}\,vH\sin(\vec{v}\vec{H})$$

因進動軸與磁場平行，故

$$\sin(\vec{v}\vec{\Omega}) = \sin(\vec{v}\vec{H})$$

可得

$$\vec{\Omega} = \frac{e}{2mc}\vec{H}$$

即電子在弱磁場中對以

$$\vec{\Omega}=\frac{e}{2mc}\vec{H}$$

角速度繞磁場作進動的坐標系而言，它的軌道與無外磁場情形者相同。換言之，外磁場對於電子的作用僅使其軌道以Ω角速度繞磁場作進動，此關係稱爲拉莫爾定理。

【拉莫爾半徑】(Larmor radius)

帶電粒子在均勻磁場內的運動路徑的曲線半徑。

$$a=\frac{cmv_{\perp}}{qH}=\frac{c}{qH}=\sqrt{2mw_{\perp}}$$

$v_{\perp}$ 是垂直力場的速度，$w_{\perp}$ 是 $v_{\perp}$ 所帶的動能，q 是電荷，m 是質量，H 是磁場強度，c 是光速。

【拉莫爾軌道】(Larmor orbit)

在均勻磁場中帶電粒子作圓周運動時，粒子沿磁場方向的運動不改變。垂直於磁場的方向運動時，恆生一力垂直於磁場和運動的方向，而成圓周運動時所需的向心力，這與繩端繫一球作圓周運動的情形類似，繩施於球的力恆向內與運動方向垂直。同樣電子或離子會在與磁場垂直的平面內作圓周運動。若沿磁場方向加上任意速度，則整個路徑即爲螺旋線。拉莫爾軌道的大小與粒子的速度除以磁場強度的商成正比。在一高斯的磁場中，一電子伏特的電子其軌道約爲三厘米，一電子伏特的質子約爲一米。

【拉莫爾進動】(Larmor precession)

外加磁場使以角動量 $\vec{L}$ 轉動之磁矩 μ 產生轉矩，令磁矩沿磁場方向旋轉，稱爲旋進。由圖 8—46所示，可知若 $\vec{L}$ 與 $\vec{B}$ 成夾角 θ，則 L 在 Δt 時間內旋進的角度 $\Delta\phi$ 爲

$$\Delta\phi = \frac{e}{2m}\frac{|\vec{L}\times\vec{B}|}{L\sin\theta}\Delta t = \frac{e}{2m}\frac{LB\sin\theta}{L\ \sin\theta}\Delta t$$

$$= \frac{eB}{2m}\Delta t$$

因此得到拉莫爾旋進的角速度為

$$\omega_L = \frac{eB}{2m}$$

用高斯單位制則為

$$\omega_L = \frac{eB}{2mc}$$

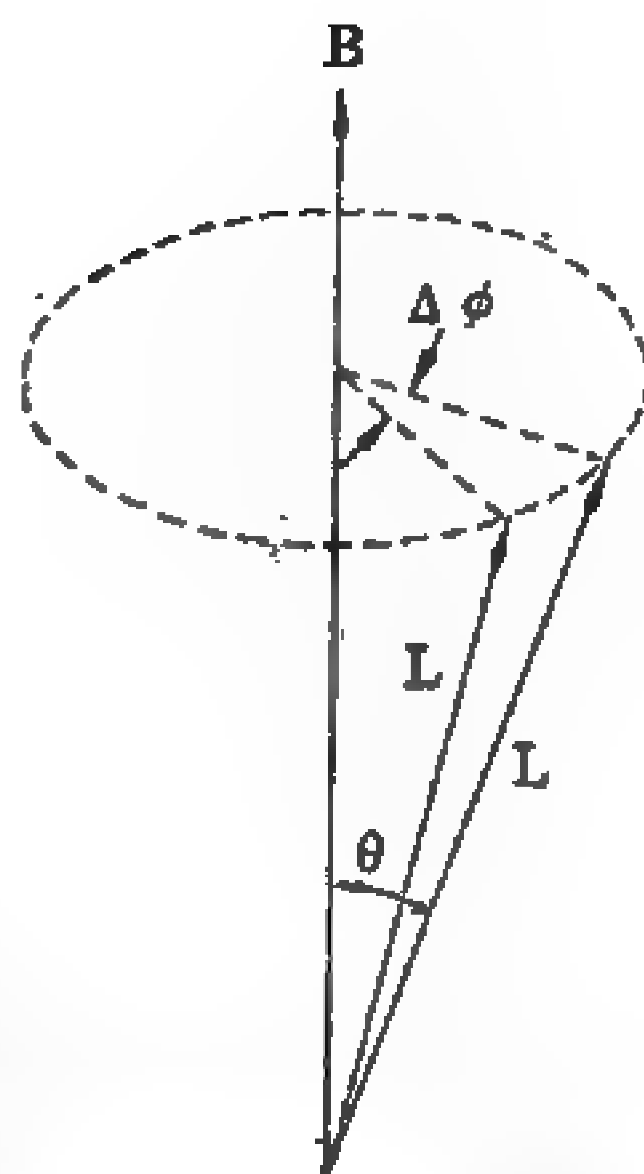


圖 8 — 46

若以自旋的電子為所考究之系統，則實驗發現並由狄悅克（*Dirac*）電子理論顯示其廻轉磁比率為上述值之半。因此可知在外加磁場中，電子自旋產生的拉莫爾旋進的角速度為

$$\omega_L = eB/mc$$

【拉莫爾頻率】（Larmor frequency）

各種磁性物質在磁場內產生不同性質的磁偶極矩（*magnetic dipole moment*），譬如順磁物質，它所感應的磁偶極矩必須和磁場同方向，而且正比例於磁場強度；然而抗磁物質則不然，它所感應的磁偶極矩，必須和磁場反方向，不過還是與磁場強度成正比。至於鐵磁物質等，在磁場內所感應的磁偶極矩，似乎必須和磁場無關，才能符合降低螺形線圈電流時，磁力的特殊表現。

根據安培（*Ampere*）的假設，磁場源於磁矩，而磁矩更源於電流的分佈。在分析螺形線圈（*spiral coil*）時，我們知道一環線相當於如下所述之磁矩

$$\vec{\mu} = \frac{I}{c}\vec{a}$$

如果把原子軌道上的電子想像爲靜止庫倫引力的作用，而以圓形軌道繞著原子核旋轉，則由於這些軌道電子的旋轉速度遠比光速小（ $v/c \sim \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ ），我們可以忽略相對論的效應，所以軌道電子旋轉的頻率爲 $v/2\pi r$ 。這種旋轉的電子相當於在軌道上產生 $I = e(v/2\pi r)$ 的電流。又因爲軌道的面積爲 πr^2 ，故電子作軌道運動時，所建立的磁矩爲

$$\mu = \frac{ev}{2\pi rc} \cdot \pi r^2 = \frac{erv}{2c}$$

現在，電子繞原子核運動的角動量爲

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m_e \vec{r} \times \vec{v}$$

式中 m_e 表示電子的靜態質量。因爲 $\vec{r}$ 與 $\vec{v}$ 垂直，故 $|\vec{L}| = m_e rv$ ；又因電子的電荷爲負，故軌道的磁矩與軌道角動量的方向剛好相反，所以我們有下面的關係

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e c}\vec{L}$$

這種關係，只限於軌道角動量才成立。

如果此原子更受外加磁場的作用，而且磁場的方向和軌道角動量的方向不一致，則軌道電子的運動就會受到磁場的牽引，而產生進動（*precession*）的現象，這和力學裏的陀螺的進動現象相類似。設外加磁場 $\vec{B}$ 的方向爲 Z 軸，即 $\vec{B} = B\vec{k}$ ，如圖 8—47 所示，當時間變化 Δt 瞬間，角動量亦改變 $\Delta \vec{L}$ ，這個改變就是由於磁場所施的轉矩

$$\frac{\Delta \vec{L}}{\Delta t} \to \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} = -\frac{e}{2m_e c}\vec{L} \times \vec{B} \qquad (1)$$

由此可見 $\Delta \vec{L}$ 與 $\vec{L}$ 及 $\vec{B}$ 都垂直，因此， $\vec{L}$ 繞 $\vec{B}$ 的方向（ Z 軸）進動，而

（大約地）不改變$\vec{L}$與$\vec{B}$間的夾角。用球坐標來表示$\vec{L}$向量，如圖 8—47 所示，則

$$|\Delta \vec{L}| = |\vec{L}| \sin\theta \Delta\varphi$$

$$\left|\frac{d\vec{L}}{dt}\right| = |\vec{L}| \sin\theta \frac{d\varphi}{dt} = \omega |\vec{L}| \sin\theta$$

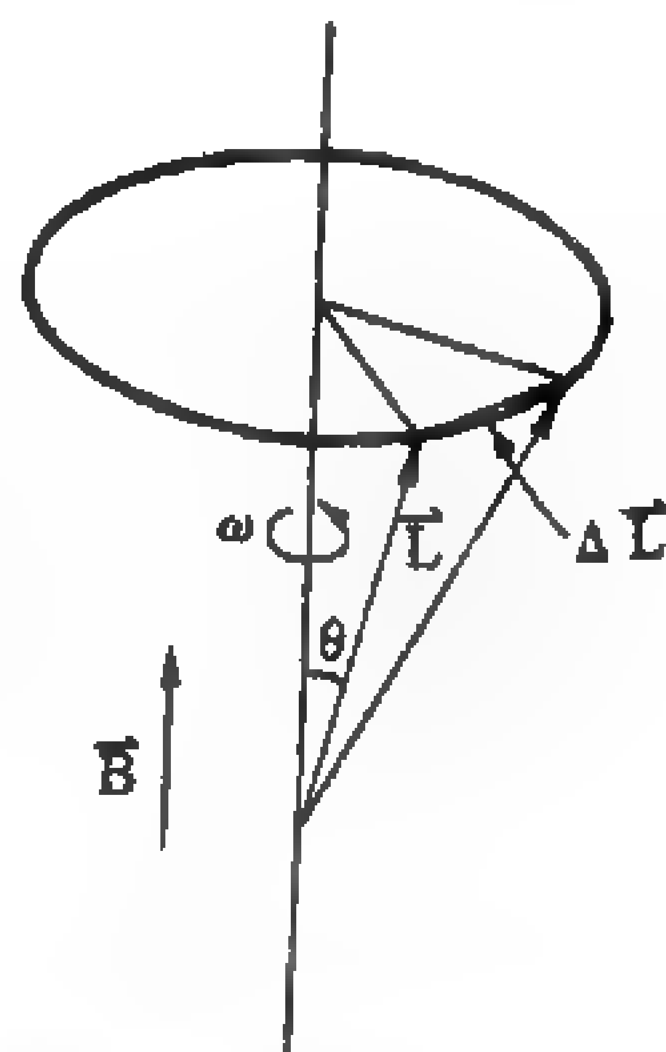


圖 8—47
角動量$\vec{L}$之電子在磁場$\vec{B}$內的進動

$\vec{\omega}$就是進動的角動量。由於角動量的方向與軌道磁矩的方向相反，$\frac{d\vec{L}}{dt}$指向$+\vec{\varphi}$的方向，故我們需要$\omega = \omega\vec{k}$，再用（1）式，可得

$$\omega |\vec{L}| \sin\theta = \left| -\frac{e}{2m_e c} \right| |\vec{L} \times \vec{B}|$$

$$= \frac{e}{2m_e c} |\vec{L}| |\vec{B}| \sin\theta$$

$$\omega = \frac{e}{2m_e c} |\vec{B}|$$

$$\vec{\omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}$$

這個進動角頻率，一般稱為拉莫爾頻率。

根據古典力學的觀點，電子的軌道角動量是沒有限制的，同樣地，拉莫爾頻率也沒有限制，都可以是連續的數值。其實這種觀念是錯誤的，根據量子力學的結果，電子的軌道角動量所造成的磁矩及進動的方向角並不連續，而表現分立的（*discrete*）數值。

【拉曼】（Sir Chandrasekhara Venkata Raman 1888—1971）

1888 年十一月七日生於印度南部的垂欽皮利（*Trichinopoly*）。先後在維沙卡巴南（*Vishakapatnam*）的印度（*Hindu*）學院（其父是該院的數學及物理學教授）和馬達拉斯（*Madras*）的總統學院就讀。

十八歲尚在總統學院讀書時，已對聲學及光學有獨特的研究，並發表第一篇論文於哲學雜誌（*Philosophical Magazine*）。他一生對聲學、樂器、光學、*X*射線繞射、磁學、電光學、磁光學及介電質等有重要貢獻。1921年開始研究光的散射，三年後赴加拿大多倫多開會時受密立坎邀請擔任加州理工學院客座教授四月。拉曼對康卜頓效應（*X*光被電子散射後波長增加）發生很大的興趣，1927年底他將康卜頓效應的理論研究清楚，覺得類似的現象對分子也應存在（指光被分子散射後波長增加），終於在1928年發現拉曼效應，他用日光射在若干液體中。數月之後俄人藍士堡（*Landsberg*）及馬得士坦（*Mandelstam*）也獨自發現同樣的現象呈現在光對晶體的散射上，因此迄今俄人不用拉曼效應名詞。拉曼光譜為研究分子結構不可缺少的工具。1930年獲諾貝爾物理學獎，1929年英國封爵（當時印度是英殖民地）。1933年赴邦加羅爾（*Baugalore*印度南部城市）主持印度科學研究院，1947年退休，1935年創立國家科學院，1971年十一月二十一日逝於邦加羅爾。

【拉曼光譜學】（Raman spectroscopy）

以強烈單色光（頻率為ν_0）照射於透明物質上時，大部分光線皆得透過，極少部分光線因物質分子偏振產生之振盪感應雙極矩而被分子散射。散射光的頻率與入射光同為ν_0，但以精密光譜儀觀察散射光，則可發現極少部分的頻率稍與ν_0不同，而為$\nu_0 \pm \nu_i$。1928年印人拉曼（*C.V.Raman*）正確解說ν_i乃為物質中分子振動的頻率，故ν_i通稱為拉曼移動（*Raman shift*），而ν_i構成之光譜稱為拉曼譜（*Raman spectrum*）。拉曼光譜學配合紅外線光譜學，為研究分子振動及分子構造極重要的工具。

【拉曼效應】（Raman effect）

當一束光通過一透明物質時，無論此物質為固體、液體或氣體，其中一部分的光會向各方向散射。假如入射光為單色光，則根據克拉馬西

(*Kramers*)及海森堡(*Heisenberg*)提出的理論，散射光的頻率除入射光頻率以外應包含其他的一些頻率。這些含有其他頻率的較弱譜線稱之爲拉曼線(*Raman lines*)。拉曼線的頻率與入射光頻率的差相等於透明物質中的分子或原子本身的吸收(或放射)譜線的頻率，1928年拉曼首先從實驗中發現這種現象，所以稱爲拉曼效應。

此種現象，可以分子之能階圖說明之，圖8—48中之n、m、i設爲滿足選擇定則(*section rule*)之三能階。當一能量爲$h\nu$的光量子射至一分子上時，可使該分子由低狀態n升至能量較n大$h\nu$的高能狀態i。當它復歸原狀態時，該分子則發射頻率爲ν之光。

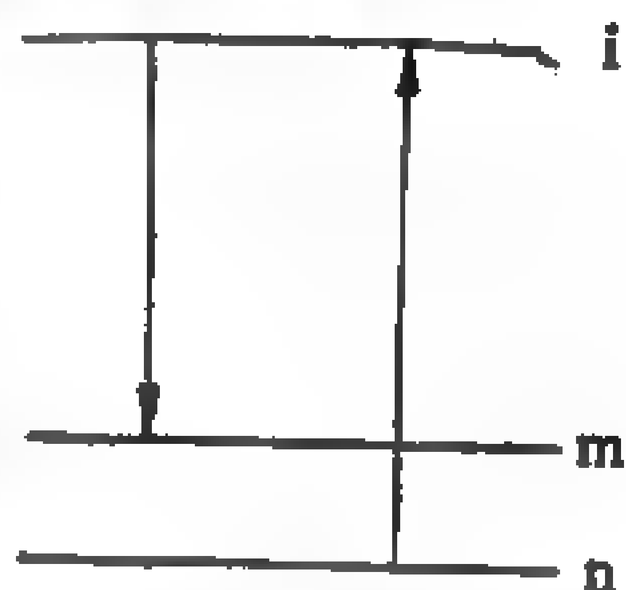


圖8—48

在轉向低狀態時，也有可能不直接回到原狀態，而由狀態i轉至能量較n大$h\nu_0$之狀態m，此時則發射頻率爲$\nu-\nu_0$之光。此亦可視爲分子因入射光量子之撞擊而由低狀態n升至高狀態m，轉移入射光量子傳與分子的能量爲$h\nu_0$，散射光量子的頻率遂爲$\nu-\nu_0$。反之，一處在高狀態的分子因入射光量子之作用亦可由高狀態轉移至低狀態，如果此時高狀態爲m，低狀態爲n，其散射光量子的頻率遂爲$\nu+\nu_0$。在通常溫度分子多處在低狀態，處在高狀態者甚少，因此產生頻率爲$\nu-\nu_0$之射線之轉移多於$\nu+\nu_0$者，是以頻率爲$\nu-\nu_0$之拉曼線應比$\nu+\nu_0$者強，實測結果確係如此。

根據實測結果，$\nu-\nu_0$及$\nu+\nu_0$二拉曼線，係處在頻率爲ν之射線之兩側，再參考分子能階圖，可知圖8—48中之m能階與n能階間之能差乃相當於振動能階或轉動能階間之能差，是以ν_0爲ν_k或爲ν_0，故吾人常利用拉曼效應量度ν_k或ν_0，利用拉曼效應量度ν_k或ν_0時通常係以可見光照射分子，如是可使拉曼線出現於可見光區域，由於可見光之ν已知，從拉曼線頻率之測定，即可求出ν_k，藉此可討論分子中

原子的運動。

對於分子構造，亦可利用拉曼效應研討之。例如分子 N_2O，其構造爲NON抑爲NNO，前者爲對稱型而後者爲非對稱型，此可由拉曼線之偏光及線數加以決定，經分析的結果，認爲後者爲正確。

【拉曼散射】(Raman scattering)

當平行光透過氣體、液體或透明固體時，有小部分的光被散射到各方向，即廷得耳效應(*Tyndall effect*)，散射光強度與波長的四次方成反比，即藍光比紅光的散射強度大。

假如入射光是單色光其頻率爲 ν_0，則大部分散射光亦有相同頻率 ν_0，這種散射叫瑞立散射(*Rayleigh scattering*)。但是用光譜儀分析散射光譜時，在入射光譜線兩側會產生一些在入射光頻率中沒有的微弱譜線，這現象由印度科學家拉曼發現，叫做拉曼效應，這些微弱譜線稱爲拉曼譜。拉曼譜線的頻率 $\nu_0 \pm \nu'$ 與入射光頻率 ν_0 之差爲 $\pm \nu'$，稱爲拉曼移動。拉曼移動與入射光的頻率無關，而爲物質中分子的振動頻率，不同物質的拉曼光譜均不同。拉曼光譜的選擇律與紅外線光譜的選擇律稍有不同，但都是研究分子振動及分子結構的重要工具。

【拉曼譜】(Raman spectrum)

光爲分子散射時所呈現的譜帶。當光子與分子碰撞而未被吸收時，光子會被分子彈性或非彈性散射，彈性散射將不改變光子的波長，而形成瑞立散射(*Rayleigh scattering*)。非彈性散射時，將在散射譜上發現幾個波長增加的譜線，此即拉曼譜。這譜的譜線非常微弱，約爲瑞立散射的千分之一。拉曼譜由碰撞產生，沒有吸收現象，與螢光光譜有所區別。在液體中，拉曼譜的出現，乃由於光子與分子碰撞而改變分子的振動能階，瑞立及拉曼譜線頻率的不同，相當於不同的分子振動能階。在氣體中，拉曼譜的強度，與分子在振動時其極化強度的改變成正比，且由拉曼譜可獲知分子極化情形的資料。

在拉曼譜中的光譜線，稱爲拉曼線（*Raman lines*）。

【拉曼譜線退偏振】（Depolarization of Raman lines）

拉曼光譜線的強度與入射光及散射光的偏振性有密切關係，若入射光爲線偏振光，散射光的偏振方向與入射光偏振方向平行時強度爲 $I_{\parallel}$，相垂直時強度爲 $I_{\perp}$，則退偏振性可定義爲

$$\rho = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}$$

全對稱分子振動的退偏振性甚小，在０與６／７之間，非全對稱的分子振動其退偏振性爲６／７，由此可分辨各種分子振動的對稱性。

【拉普拉斯換式】（Laplace transform）

$f(p)$ 是 $F(x)$ 的拉普拉斯換式，則

$$f(p) = \int_0^{\infty} e^{-px} F(x)\, dx$$

$$F(x) = \frac{1}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{px} f(p)\, dp$$

【拉普拉斯算符】（Laplacian;Laplace operator）

一純量 ψ 經拉普拉斯算符 ∇^2 運算後，變成如下之另一純量：

$$\nabla^2\psi = \frac{1}{h_1h_2h_3}\left[\frac{\partial}{\partial u_1}\left(\frac{h_2h_3}{h_1}\frac{\partial}{\partial u_1}\right) + \frac{\partial}{\partial u_2}\left(\frac{h_1h_3}{h_2}\frac{\partial}{\partial u_2}\right) + \frac{\partial}{\partial u_3}\left(\frac{h_1h_2}{h_3}\frac{\partial}{\partial u_3}\right)\right]\psi$$

$$= \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \qquad \text{（直角坐標）}$$

$$= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\phi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \qquad \text{（柱面坐標）}$$

$$= \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2 sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} \qquad \text{（球面坐標）}$$

此算符本身則定義爲

$$\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla$$

在直角坐標中，拉普拉斯算符的形式最簡單，常寫爲

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

【拉普拉斯方程式】(Laplace equation)

一種二階偏微分方程式

$$\nabla^2 \phi = 0$$

∇^2 爲拉普拉斯算符 (*Laplacian*)。

此方程式之解 ϕ 出現在下列問題中：穩定狀態的溫度、重力位、電力位、理想流體的流體力學，以及許多其他物理現象。

解此方程式的方法，通常是以適當的曲線坐標，將各變數分離，並引用物理狀況所要求的邊界條件 (*boundary condition*)，這種解稱爲諧和函數 (*harmonic function*)。在二維情形時，複變解析函數必須滿足拉普拉斯方程式。拉普拉斯方程式的解，爲

$$r^n p_n^m (\cos\theta) e^{im\phi}$$

與 $$r^{-(n+1)} p_n^m (\cos\theta) e^{im\phi}$$

的線性組合，其中 r，θ，ϕ 構成球面坐標系的三變數。拉普拉斯方程式使用於流體動力學時，非旋轉性、不可壓縮的流體的速度位能 ϕ 爲

$$\phi (r , \theta , \phi) = \sum_n \sum_m (a_1 r^n + a_2 r^{-n-1})$$
$$p_n^m (\cos\theta) e^{\pm im\phi}$$

其中 $p_n^m (\cos\theta)$ 是勒壤得多項式。

【拉塞耳、桑德士耦合】(Russell - Saunders coupling)

卽 L - S 耦合，一個含有 n 個電子的原子，每一個電子都具有一個軌道角動量 L_i，和自旋 S_i，$i = 1, \cdots, n$；到底我們是先把每個電子的軌道角動量和自旋先加起來，然後再把各個電子的總角動量加在一起呢？

還是先把所有的自旋加在一起，軌道角動量加在一起，然後再把它們相加呢？前一種方法我們稱之爲 $j-j$ 耦合（ $j-j$ *coupling* ），後一種加法是叫 $L-S$ 耦合（ $L-S$ *coupling* ），即拉塞耳、桑德士耦合。

其實，我們如此對多電子問題的處理，都只是一種近似法而已。因此，上述兩種角動量的加法，到底那個才對，就要看那一種可以較爲接近實際的表現，所以，這兩種方法，我們就要看實際的問題去應用，需要用 $j-j$ 耦合的，就用 $j-j$ 耦合，需要用 $L-S$ 耦合的，就用 $L-S$ 耦合，現在就讓我們來看看，在那種場合之下需要那種耦合，和它代表著什麽物理意義。

首先，我們需要了解，在多電子的原子中，有那些交互作用，當然，最主要的是原子核的引力，這就與單電子的原子一樣。然後，電子相互之間也有交互作用。通常，在處理電子之間的交互作用的時候，我們可以將每一個電子分開來處理，而把所有其他電子對它的交互作用都合起來看。在這種近似的做法之下，每一個電子所受的作用力可以被分成兩部分，一部分是聯心力的部分（這力的方向，是指向原子核的。）；把這些作用的聯心力部分拿出來，其餘的部分就是屬於非聯心力的張量力（ *tensor force* ），這部分也可以被看成是電子與電子之間角動量的交互作用。而聯心力的部分可以被看成是把原子核的有效電荷修正一下就是了。除此以外，我們還必須考慮到每一個電子的自旋，這樣，每一個電子所受的作用力就更形複雜。不過，牽涉到電子自旋的最明顯的一個交互作用，就是電子自己的軌道角動量所產生的磁場影響到電子自旋的部分，這稱爲自旋－軌道交互作用（ *spin-orbit interaction* ），這部分的能量成 $\vec{S}\cdot\vec{L}$ 的形式。因此我們可以歸納如下：一個多電子原子中的電子所受的作用力大致有

1. 聯心力部分，包括原子核的引力，和其他電子對它作用力的聯心力部分，後者的效應可以被考慮成爲對原子核電荷的修正。

2.其他電子對它的非聯心力部分，這使電子與電子之角動量形成耦合。

3.電子本身的自旋－軌道交互作用，使電子的自旋和軌道發生耦合。

由於這些交錯複雜的交互作用，使得每個電子之軌道角動量，自旋，以及其他電子的軌道角動量，自旋之間，有相當複雜的耦合，因此，嚴格地說起來，這些原子中的電子，其自旋$\vec{S}_i$，軌道角動量$\vec{L}_i$，和總角動量$\vec{j}_i$，都不是固定不變的，因爲它們都和自己及其他的電子有交互作用，而且甚至總自旋$\vec{S'}$，和總軌道角動量$\vec{L'}$，均不會是守恆的，只有原子的總角動量$\vec{J'}$是守恆的（我們假設原子與原子之間沒有交互作用）。我們可以發現，兩個彈簧的耦合，是會使每一個單獨彈簧的能量都不守恆，而互相之間會交換能量，但是總能量都是守恆的。角動量的耦合情形也是一樣的。在這裏，由於這些角動量與角動量之耦合的存在，使我們這些$\vec{S}_i$，$\vec{L}_i$，$\vec{j}_i$，$\vec{S'}$，$\vec{L'}$ 等等方向都不守恆（但本身的大小都是一定的）。那就是其在Z方向的投影不守恆。

對於這樣複雜的交互作用，我們往往不能直接處理，於是爲了方便起見，我們可以利用各種的假設，來作近似的解決。首先，我們可以假設電子本身的自旋－軌道交互作用要比電子與電子軌道之間的交互作用大得多（但當然比原子核的力要小多了），在這種假設下，我們暫時不妨忽略掉軌道角動量之間的交互作用。我們知道，每一個電子的自旋和軌道角動量的方向，由於耦合的關係，就不能保持一定了，但是其總角動量$\vec{J}$卻要保持一定（因爲電子與電子之間的交互作用被忽略掉），因此，我們就可以先把$\vec{L}_i$ 與$\vec{S}_i$ 加起來，則此時電子的狀態可以用$\vec{j}_i$來表示。其意義是$\vec{L}_i$和$\vec{S}_i$的方向都變著的，可是兩個之間的和要一定。在分別考慮了每一個電子的$\vec{j}$之後，我們再考慮電子互相間的交互作用

，作為次一階的近似值，同樣的算法顯示，各個電子的總角動量$\vec{j_i}$總合起來，成為

$$\vec{J}=\vec{j_1}+\vec{j_2}+\cdots\cdots\vec{j_n}$$

這種就是$j-j$耦合，只有在原子序相當大時，這種耦合的假設才比較近乎眞確。

大部分的原子是屬於$L-S$耦合的，尤其當原子序小時，電子與電子之間的交互作用，要比自旋－軌道的交互作用大多了，因此，我們首先要考慮的是電子與電子之間的交互作用，這個交互作用會使每個電子的自旋，及其軌道角動量方向不守恆；但是總自旋和總軌道角動量卻因為自旋和軌道角動量不發生交互作用，而保持一定。因此，我們可以先把所有的自旋加起來，也把所有的軌道角動量加起來，得到$\vec{S'}$與$\vec{L'}$，最後考慮自旋－軌道交互作用，而把$\vec{S'}$和$\vec{L'}$加起來成為$\vec{J'}$，因此，這稱為$L-S$耦合。這些耦合均是對問題近似的做法，在自旋軌道交互作用（*spin orbit interaction*）很強時，我們就採用$j-j$耦合，而當其作用很弱時（和電子與電子之間的耦合比較），則採用$L-S$耦合，事實上，輕一點的原子都屬於此類，要是不幸兩種作用的大小在同一數量級時，$j-j$耦合和$L-S$就都不能用了。

【拉塞福】（Sir Ernest Rutherford 1871—1937）

1871年八月三十日生於紐西蘭尼耳遜（*Nelson*），被尊稱為核子科學之父。1889至1895年在紐西蘭肯特堡（*Canterbury*）學院就讀得碩士學位，1895至1898年赴英入劍橋大學卡分地西實驗室為研究生，深受主持人湯木生（*Thomson*）賞識，1898至1907年任加拿大蒙特婁麥吉耳（*McGill*）大學教授。1898年秋開始研究鐳的放射性，次年發現鐳的放射線含有α射線（只能穿過數厘米厚的空氣）及β射線（能穿過數毫米厚的鋁片）。接著和歐恩（*Owens*）共同研究釷的放射性，發現一種新的惰性氣體釷射氣（*thorium ema-*

nation)是*Rn* 的同位素(原子序86)。1902至1903年與索第(*Soddy*) 合作，解釋天然放射性為元素蛻變成為另一種元素的過程。1907至1919在英國主持曼徹斯特大學物理實驗室，鑑定α射線就是氦原子核。1908年獲諾貝爾化學獎。1911年由實驗(用α粒子撞擊各種金屬薄膜的靶)證明原子是由帶負電的電子環繞帶正電的原子核所組成，這是拉塞福一生最偉大的成就。1912年波爾(*Bohr*)來訪，將拉塞福的原子模型加上蒲朗克的量子論得到波爾原子模型，計算結果與由實驗得到的氫原子光譜完全一致，波爾因此得1922年諾貝爾物理學獎。1913年莫色勒(*Maseley*)在拉塞福手下工作，用陰極射線打擊各種元素，發現每種元素有不同的原子序數，因而建立新的元素週期表。1919年拉塞福用α粒子轟擊氮原子得到質子(氫核)和氧的同位素，這是第一次人工元素蛻變。1919至1937年繼承湯木生(湯氏退休)主持劍橋大學卡分地西實驗室，並任卡分地西實驗物理學講座教授。1920年預測原子核中可能有中性粒子存在，於1932年被在卡分地西實驗室追隨拉氏工作多年的查兌克(*Chadwick*)由實驗證實，現稱為中子。查兌克因此而獲1935年諾貝爾物理學獎。1925至1930年任皇家學會主席，1931年受封為第一任尼耳遜男爵，1937年十月十九日逝於劍橋。

在實驗室內所用的放射性物質之量，通常為毫居里(*mc*)或為微居里(μc)之程度，為使用上方便計亦為了紀念拉塞福而提出一單位，稱之為拉塞福，1拉塞福即是1×10^{6} *dps*(*disinlegration per second*)之放射性物質的量，通常以*rd*代表之，$1rd=(\frac{1}{37})mc$。

【拉塞福原子模型】(**Rutherford atomic model**)

拉塞福為利用高能質點打入原子中以探測原子內部構造的先驅者，並據此提出了一個原子模型，主張在原子裏面正電荷全集中於原子中心

而形成原子核，其核外環繞以電子。拉塞福曾根據此模型計算α質點之散射（*scattering*）其推演過程如下：

帶 $2e$ 正電之α質點經過原子內時，電子所施予的影響可略而不計，於是此問題成為作用力為反平方之兩點狀正電荷的問題，又因此二正電荷中之原子核之質量遠較α質點者為大，故原子核沒有反衝，可視為靜止。

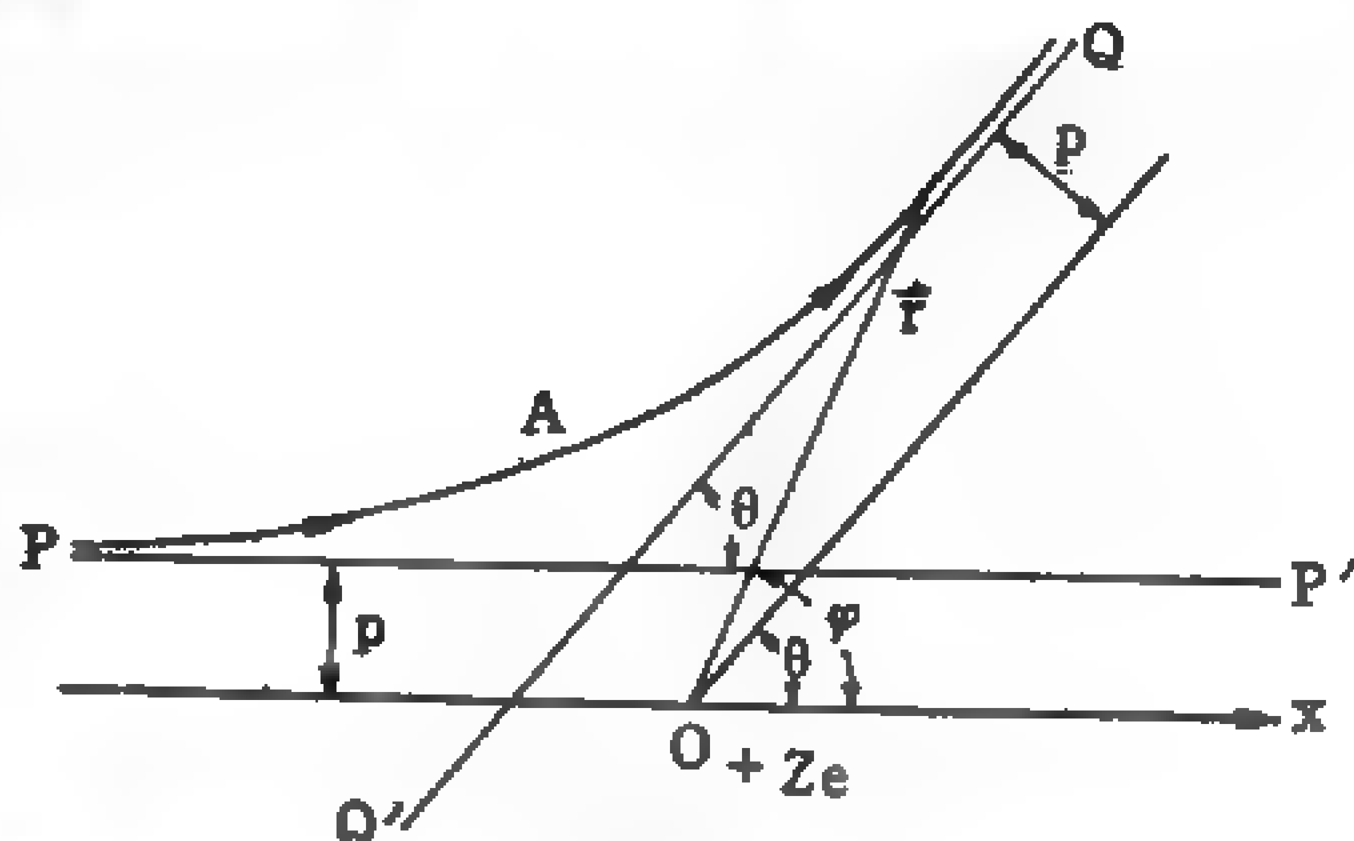


圖 8—49

圖 8—49中之O為原子核之位置，其帶電量為$+Ze$，當α質點自無窮遠處移向該原子核時，如圖 8—49 所示，它將改變其運動方向而向無窮遠處移動，其軌跡乃以O為外焦點之雙曲線（*hyperbola*）PAQ，與X軸成平行的直線PP'，及另一直線QQ'，皆為此雙曲線的漸近線（*asymptote*）。此處的漸近線PP'，係指α質點在散射前之方向，而漸近線QQ'則指其在散射後之方向。θ為偏向角（*angle of deviation*）或稱為散射角（*angle of scattering*）。

設想質點自離原子核S為無窮遠處出發，其出發點對x軸之距離以p表示，此p稱為碰撞徑數（*radial number of impact*），散射角度均依此而定。例如p為無窮大之情況，因α質點離x軸為極遠，α質點不會因此原子核而散射；又如p為零之情況，α質點則與原子核作正碰，其散射為最大，角θ達至180°。依此，散射角θ必為p之函數，其函數形式之求法如下述。

α質點在庫倫電場中之位能為U

$$U = \frac{2Ze^2}{r}$$

由能量及動量不滅定律得

$$\frac{M}{2}(\dot{r}^2+r^2\dot{\varphi}^2)+\frac{2Ze^2}{r}=E \tag{1}$$

$$Mr^2\dot{\varphi}=J \tag{2}$$

M為α質點的質量，E及J分別爲能量及角動量，均爲常數。由(2)式

$$\dot{\varphi}=\frac{J}{Mr^2} \tag{3}$$

$$\dot{r}=\frac{dr}{d\varphi}\cdot\frac{d\varphi}{dt}=\frac{J}{Mr^2}\cdot\frac{dr}{d\varphi} \tag{4}$$

利用此關係將時間的導數換爲φ之導數，將(3)式及(4)式代入(1)式，即

$$\frac{M}{2}\left\{\frac{J^2}{M^2r^4}\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2+\frac{J^2}{M^2r^2}\right\}=E-\frac{2Ze^2}{r}$$

$$\frac{1}{r^4}\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2=\frac{2ME}{J^2}-2\frac{2MZe^2}{J^2}\frac{1}{r}-\frac{1}{r^2} \tag{5}$$

令$\rho=\frac{1}{r}$，於是

$$\frac{d\rho}{d\varphi}=-\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\varphi}$$

將此值代入(5)式

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi}\right)^2=\frac{2ME}{J^2}-2\frac{2MZe^2}{J^2}\rho-\rho^2 \tag{6}$$

由再一次微分得

$$2\frac{d\rho}{d\varphi}\frac{d^2\rho}{d\varphi^2}=-2\frac{MZe^2}{J^2}\frac{d\rho}{d\varphi}-2\rho\frac{d\rho}{d\varphi}$$

此可改寫作

$$\frac{d\rho}{d\varphi}\left(\frac{d^2\rho}{d\varphi^2}+\rho+\frac{MZe^2}{J^2}\right)=0$$

就一般言$\frac{d\rho}{d\varphi} \neq 0$因此

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2}+\rho+\frac{2MZe^2}{J^2}=0$$

或 $$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2}+\rho=-\frac{2MZe^2}{J^2}$$

令 $$C=-\frac{2MZe^2}{J^2} \tag{7}$$

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2}+\rho=C \tag{8}$$

(8) 之一般解 ρ

$$\rho=C+A\cos\varphi+B\sin\varphi \tag{9}$$

本問題之起始條件（ *initial condition* ）爲 $\varphi \doteq \pi$ 時，$r=\infty$ 即 ρ 等於 0，將此條件代入，得

$$A=C \tag{10}$$

另一條件爲軌道上任一點之縱坐標 $y=r\sin\varphi$，亦即

$$\frac{1}{y}=\frac{1}{r\sin\varphi}=\frac{\rho}{\sin\varphi}$$

由(9)式及 (10) 式

$$\frac{1}{y}=\frac{C(1+\cos\varphi)}{\sin\varphi}+B$$

$\varphi=\pi$ 時縱坐標 $y=p$（碰撞徑數），由此得 $B=\frac{1}{p}$，於是解 (9) 式爲

$$\rho=C(1+\cos\varphi)+\frac{1}{p}\sin\varphi \tag{11}$$

所謂 α 質點之偏倚角 θ 即散射後趨於無窮遠方時之 φ，於 $\theta=\varphi$ 之情形 ρ 等於零，於是由 (11) 式

$$-\frac{1}{Cp}=\frac{1+\cos\theta}{\sin\theta}=\cot\frac{\theta}{2} \tag{12}$$

將(7)之C代入，則可導出次式

$$\cot\frac{\theta}{2}=\frac{J^2}{2MZe^2p} \tag{13}$$

角動量J，若引用p及初速v尚可寫作

$$J=Mpv$$

代入(13)式

$$\cot\frac{\theta}{2}=\frac{Mv^2p}{2Ze^2}$$

$p=0$時，$\frac{\theta}{2}=\frac{\pi}{2}$，$\theta$則等於$\pi$，即散射角為180°。令

$$\frac{4Ze^2}{Mv^2}=b$$

則

$$\cot\frac{\theta}{2}=\frac{2p}{b} \tag{14}$$

此即吾人所欲求的θ與p間之關係。

吾人從此須就近於實際之情形討論之，此種情形即是穩定的質點流為原子或物質所散射之情形。使α質點流經過原子時，各α質點具有不同之p，於是α質點各按照不同之偏向角如圖8—50施行散射，在實驗上所能測得的乃是散射於角度在θ與$\theta+d\theta$間之α質點數。

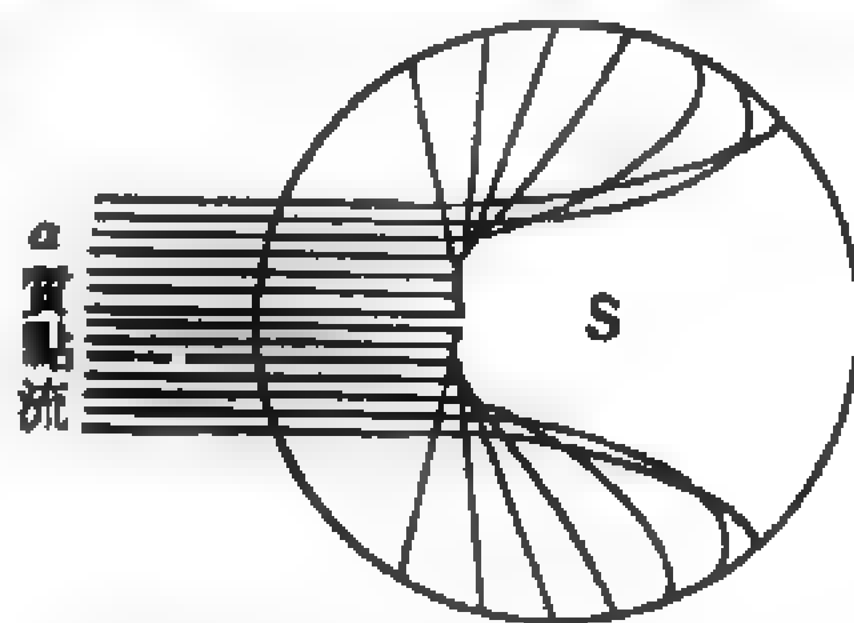


圖8—50

為求被散射在角度θ與$\theta+d\theta$間之質點數，茲假想一與入射質點之方向成垂直的平面，並在此平面上假想半徑為$p-dp$與p兩個圓，每單位時間穿過單位面積之質點數若為n，則每單位時間穿過半徑p與$p-dp$二圓間之質點數為dn

$$dn = n\, 2\pi\, p\, dp \tag{15}$$

在碰撞徑數 p 與 $p-dp$ 間之質點數，根據(14)式 ，係偏向於由下記二式

$$\cot\frac{\theta}{2} = \frac{2p}{b}$$

$$\cot\left(\frac{\theta+d\theta}{2}\right) = \frac{2(p-dp)}{b} \tag{16}$$

所定之角度 θ 與 $\theta+d\theta$ 之間 ，反言之，偏向於角度 θ 與 $\theta+d\theta$ 間質點之碰撞徑數值係在滿足(14)與(16)二式之 p ，$p-dp$ 之間。於是散射於 θ 與 $\theta+d\theta$ 間之質點數可由(15)式計算之 。自

$$\cot\frac{\theta}{2} = \frac{Mv^2 p}{2Ze^2}$$

得 $$p^2 = \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \cot^2\frac{\theta}{2}$$

由微分，得

$$p\,dp = -\frac{1}{2}\left(\frac{2Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{\cot\frac{\theta}{2}\,d\theta}{\sin^2\frac{\theta}{2}}$$

將此代入(15)式

$$dn = -n\,2\pi\,\frac{1}{2}\left(\frac{2Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{\cot\frac{\theta}{2}\,d\theta}{\sin^2\frac{\theta}{2}}$$

此處負號係指 p 增時 θ 卽行減小，此可略不計之。經簡化得

$$dn = n\cdot 4\pi\,\frac{Z^2e^4}{M^2v^4}\,\frac{\cot\frac{\theta}{2}}{\sin^2\frac{\theta}{2}}\,d\theta \tag{17}$$

此處之 dn 卽是散射於 θ 與 $\theta+d\theta$ 間之質點數。茲令

$$dQ = 4\pi \frac{Z^2 e^4}{M^2 v^4} \frac{\cot \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta \qquad (18)$$

此量具有面積之因次。如每單位時間穿過直單位面積之質點爲一個，則散射於θ與$\theta + d\theta$間之質點數就等於dQ，在數值上，此質點數與p，$p - dp$二圓所夾面積之大小相等，因此通稱dQ爲散射截面（*scattering cross section*）。(18)式常稱爲拉塞福散射公式(*Rutherford scattering formula*)。

圖 8—51 之(b)係依（14）式就角度範圍爲5.7°～11.4°、11.4°～28°、28°～53°、53°～90°、90°～127°、127°～180° 由計算

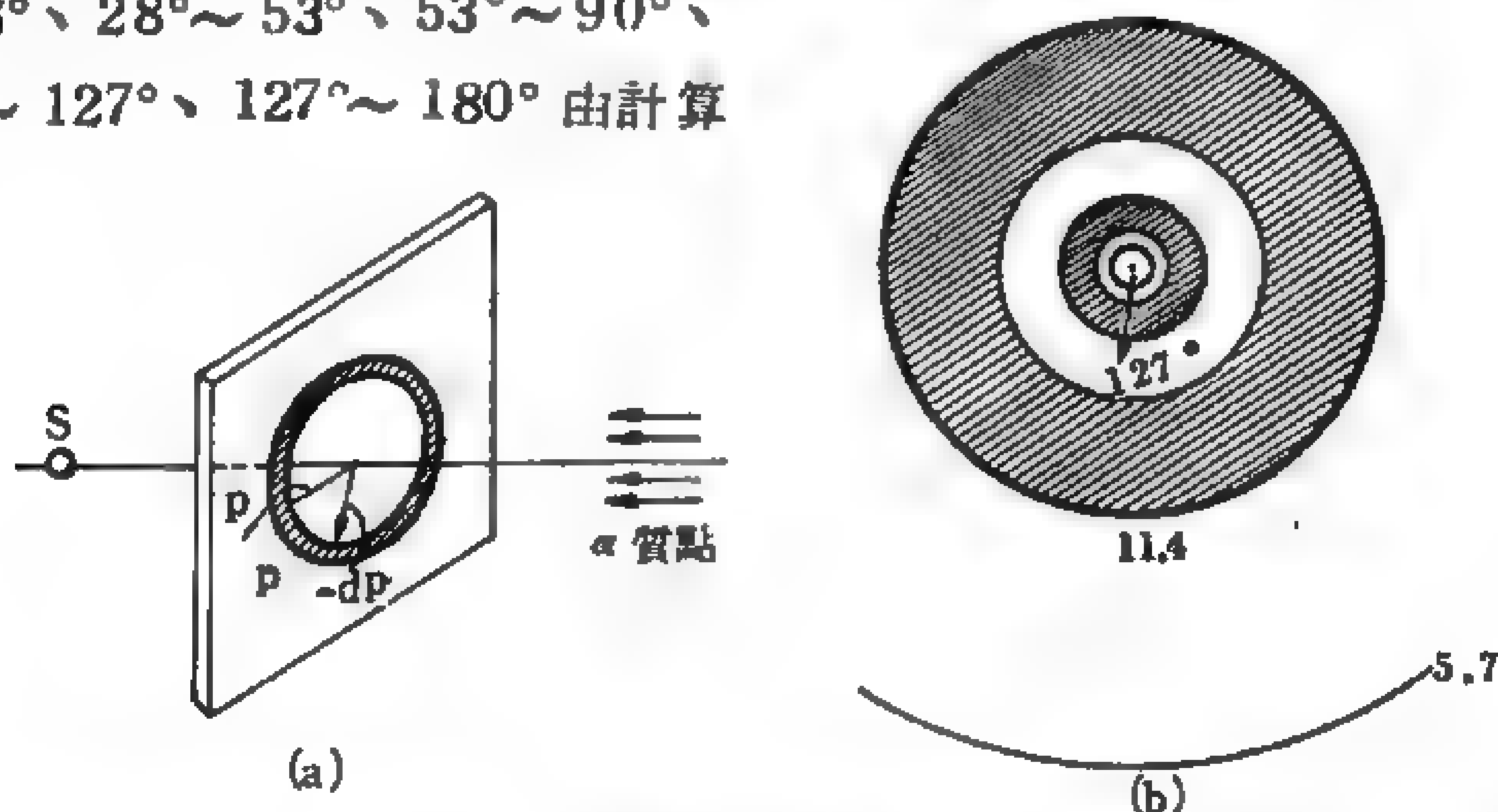


圖 8—51

而得的同心圓帶。由此圖可知，當α質點流經過物質時因甚多原子雖作重複散射，但散射角幾達於90°偏向的α質點，僅係因一次的散射而生，因散射後之偏向角欲達至90°者，在散射前須射向半徑爲甚小的同心圓帶，此事在物質中重複出現之或然率極小，故可視之爲一次的散射所生。物質之每單位體積的散射中心（核）若爲N，由(17)式，則散射於θ與$\theta + d\theta$間之質點數dN可寫作

$$dN = Nn \cdot 4\pi \frac{Z^2 e^4}{M^2 v^4} \frac{\cot\frac{\theta}{2}}{\sin^3\frac{\theta}{2}} d\theta$$

上述的拉塞福理論，經若干學者的考查，認爲此理論與蓋革(*Geiger*)及馬斯登(*Marsdnn*)之實驗符合，此證明原子內的正電荷並非均勻的分佈於原子，乃是集中在原子中心而形成所謂原子核，其質量幾乎等於該原子的質量，所帶的正電量爲電子電荷 e 的 Z 倍(原子序數)，其核外環繞以 Z 個電子，此卽吾人常說的拉塞福原子模型。

【拉塞福原子學說】(Rutherford atomic theory)

首先以實驗來探測原子構造的是拉塞福所作的 α 粒子(*alpha particle*)散射實驗。他根據此實驗，證明湯木生原子模型的錯誤，創立了新的拉塞福原子模型理論。

他認爲原子具有一個核心，稱爲原子核(*nuclear*)，原子所有的正電荷皆集中在原子核內，許多輕而帶負電的電子，則分佈在原子核外部，而繞原子核運轉。其所以繞核運轉乃因受原子核庫倫力之作用。原子核的質量幾乎卽爲該原子的質量，因原子爲中性，故核內的正基本電荷數恰與核外電子個數相等。

拉塞福原子學說對於解釋 α 粒子的散射實驗非常圓滿，但尙有些問題未能圓滿的解釋淸楚。例如原子穩定性問題，依其理論，電子圍繞原子核運轉爲加速度運動，加速之電子產生電磁波，卽放出輻射能，當放出輻射能後，電子因損失能量，其動能及位能均減低，故其軌道應漸縮小，最後如同人造衞星(*artificial satellite*)循螺線形墜向原子核，但事實不然，原子是穩定的。又依其理論，電子的軌道漸縮小，故發出之光頻率亦應逐漸增大而爲連續的，其所生光譜應爲連續光譜(*continuous spectrum*)；但事實上頻率不爲連續的，且所成光譜爲明線光譜(*bright line spectrum*)。此皆爲拉塞福原子學說所未

能解釋明白的，故尙需改進（爲解決上述問題，提出一種新的觀念，即量子力學）。但在1911年代，拉塞福倡此學說，發現原子核存在，爲人們揭開原子內部的秘密，對於今日之原子科學成就，功不可沒。

【拉塞福散射】（Rutherford scattering）

1911年英國物理學家拉塞福（*Ernest Rutherford*）首先從事原子核的散射實驗，如圖8－52所示即爲其實驗略圖。他以天然放射線中的α粒子轟擊金原子，發現被原子散射出來的粒子飛向小角度方向爲最多。爲解釋此現象他認爲原子的中心僅佔原子體積的極小部分，是帶正電的原子核，此原子核擁有幾乎全部原子的質量，原子核的外面分佈著許多帶負電的電子。由於原子是中性的，所以原子核帶正電；其電量等於分佈在其四周的負電子的電量。

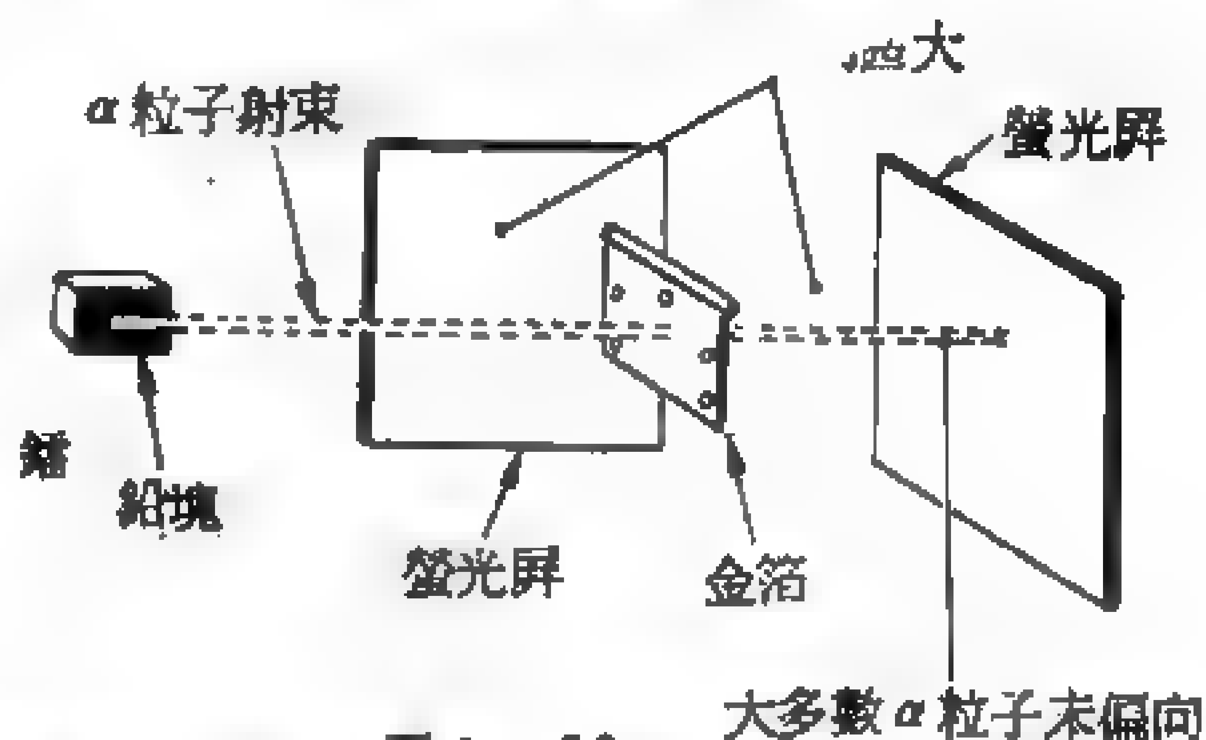


圖 8－52
拉塞福α散射實驗略圖，自鐳射出的α粒子撞及金箔，經原子核散射後，在螢光屏上顯示其偏向情形

拉塞福實驗中的散射是一種庫倫散射，爲紀念拉塞福發現原子中有原子核，此散射特稱之爲拉塞福散射。設一粒子質量爲M，電荷Z_1e，動能E（MeV），對原子核（其質量數爲A，電荷爲Z_2e）作拉塞福散射，則在質心坐標系統中，對任一散射角θ的拉塞福微分散射截面可寫爲

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}=1.296\left(\frac{Z_1Z_2}{E}\right)^2\left(\frac{M+A}{A}\right)^2\csc^4\frac{\theta}{2}\quad(\text{毫邦／球面度})$$

【拉塞福散射公式】（Rutherford scattering formula）

詳閱“拉塞福原子模型（*Rutherford atomic model*）”條。

【拉塞福截面】(Rutherford cross section)

欲研究原子或原子核等的作用力及其內在性質，必須利用散射實驗，即將粒子射束轟擊靶，觀測粒子散射後的分佈情形。拉塞福首先以α粒子，射入金原子的薄靶，而證明原子是由外圍的電子和中心的原子核所構成，這就是拉塞福散射。實驗結果和理論上的原子模型所導出的公式相比較，此公式稱爲拉塞福公式，是計算粒子散射的截面。以古典力學的方法，或量子力學的方法均可以得到此截面公式。此公式表示散射粒子的微分截面$\sigma_e(\theta)$爲，

$$\sigma_e(\theta) = (\frac{ZZ'e^2}{2\mu v^2})^2 \frac{1}{sin^4(\frac{\theta}{2})}$$

此式最大的特點是碰撞後散射的角分佈與$sin^4(\frac{\theta}{2})$成反比，這是古典理論的結果。在量子力學中，利用波恩近似法(*Born approximation method*)可求得散射幅$f_B(\theta)$，且

$$\sigma_e(\theta) = |f_B(\theta)|^2$$

即可得知截面。此公式表示在角θ很小時散射分佈最多，θ角愈大散射分佈愈小，在90°時分佈爲$4(ZZ'e^2/2\mu v^2)^2$，在180°時爲$(ZZ'e^2/2\mu v^2)^2$。

這是首次證明原子中有帶正電的原子核。

【拂掠振盪器】(Sweep oscillator)

用在控制收像管電子束拂掠的振盪器電路，可用在水平及垂直拂掠。圖8－53所示爲一用在垂直偏向的間歇振盪器(*blocking oscillator*)，如將其另件的值加以改變，也可適用於水平拂掠。

間歇振盪器爲一簡單電子管振盪器(*tube oscillator*)，只須在電路方面略有修改，即能適用於直線拂掠振盪器之用。其發生振盪的原因。三極管屏極電路，藉一變壓器與柵極電路相耦合。由於電子管所

造成 180 度之相位差，所以屏極電壓與控制柵的電壓反相。然而任何變壓器的主線圈與次線圈間，都有 180度的相位差。兩個 180 度的反相，

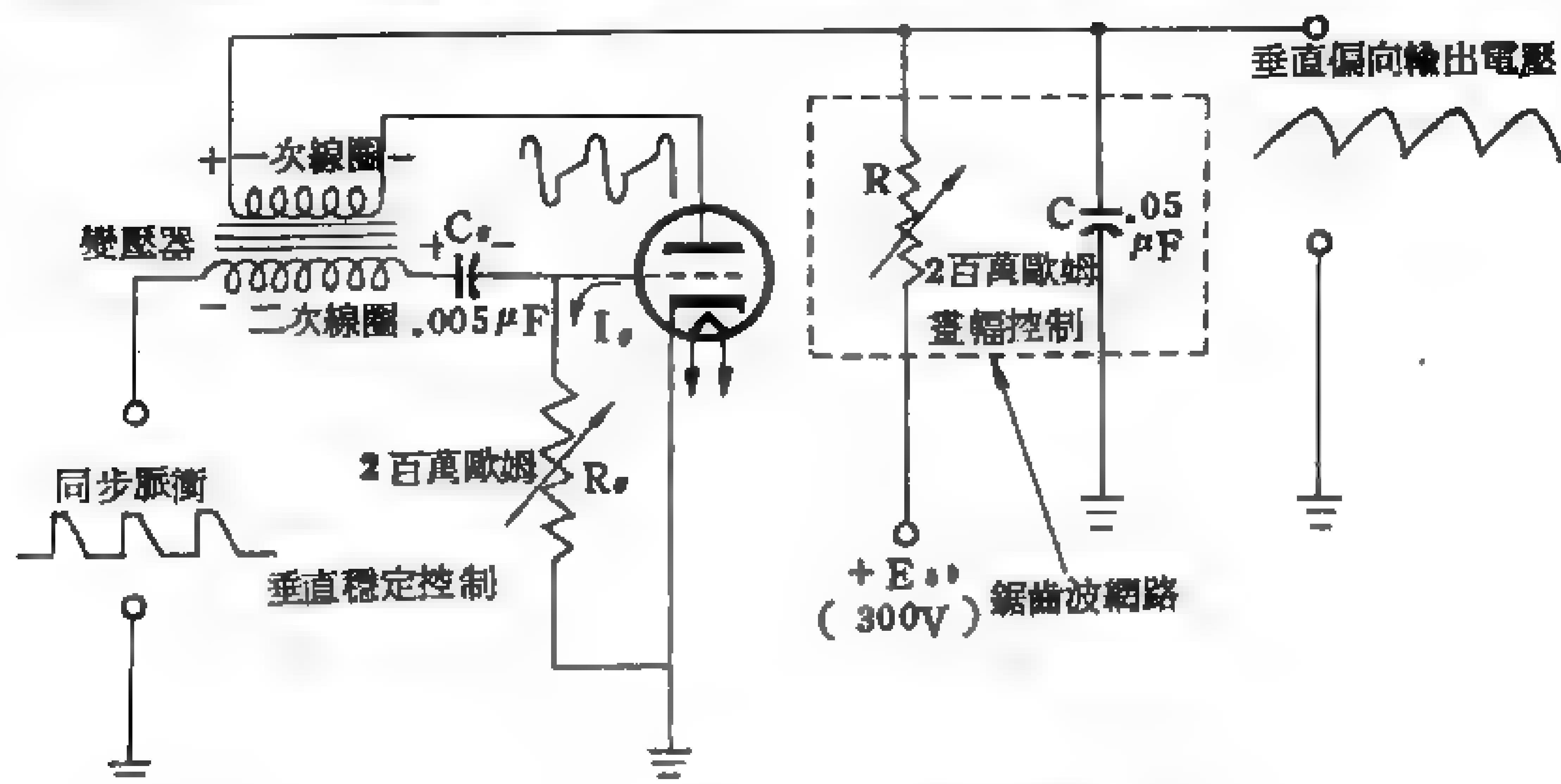


圖 8 — 53　垂直偏向用之間歇振盪器

使由屏極因變壓器耦合而回到控制柵的電壓，與控制柵電壓同相，因此造成正反饋（ *positive feedback* ）。由於大量能量藉變壓器反饋，電路立即產生振盪，其振盪頻率則取決於變壓器的電感及雜散電容的大小。實際上，此電路只振盪一週，然後間歇一段時間，又振盪一週，如此繼續下去。

為了要了解圖 8— 53 所示電路何以產生間歇，必須先考慮柵漏偏壓的效果。利用（ R_g 及 C_g ）所組成的柵漏電路以代替固定偏壓。三極管最初並無偏壓存在。當振盪一開始，第一個正半週波將使控制柵成為很高的正電壓，因此有控制柵電流流過電阻（ R_g ），形成一偏壓，此偏壓將使電子管呈截止狀態（見圖 8— 54 (a) 所示）。偏壓同時對電容器（ C_g ）充電，電容器經充電的電荷，能維持的時間長短，與電容（ C_g ）值乘電阻（ R_g ）值的時間常數有關。所以必須選擇適當的電容器及電阻，使其能完全阻止正半週波的繼續振盪。因此在第一週波完後

，振盪停止而電子管也停止導電一段時間。

在電子管屏極截止狀態時間內，控制柵電容器（C_g）就開始經電阻（R_g）放電，放電的速率取決於時間常數（見圖8—54(*a*)所示）。控制柵的偏壓逐漸消失，當其達截止偏壓點時，電子管又開始導電，然後又產生截止，如此繼續不斷的連續動作。其結果則如圖8—54 (*a*) 所示的輸出波形。同時所選擇的電容器及電阻值（即時間常數）必須使輸出脈衝的頻率存在60 赫的範圍，以滿足垂直拂掠之所需。控制柵電阻（R_g）爲一可變電阻，所以可調節其輸出頻率。對於水平偏向振盪器、控制柵電容器（C_g)及電阻 (R_g) 值的選擇，以其能產生 17,750 赫頻率的輸出脈衝爲準。

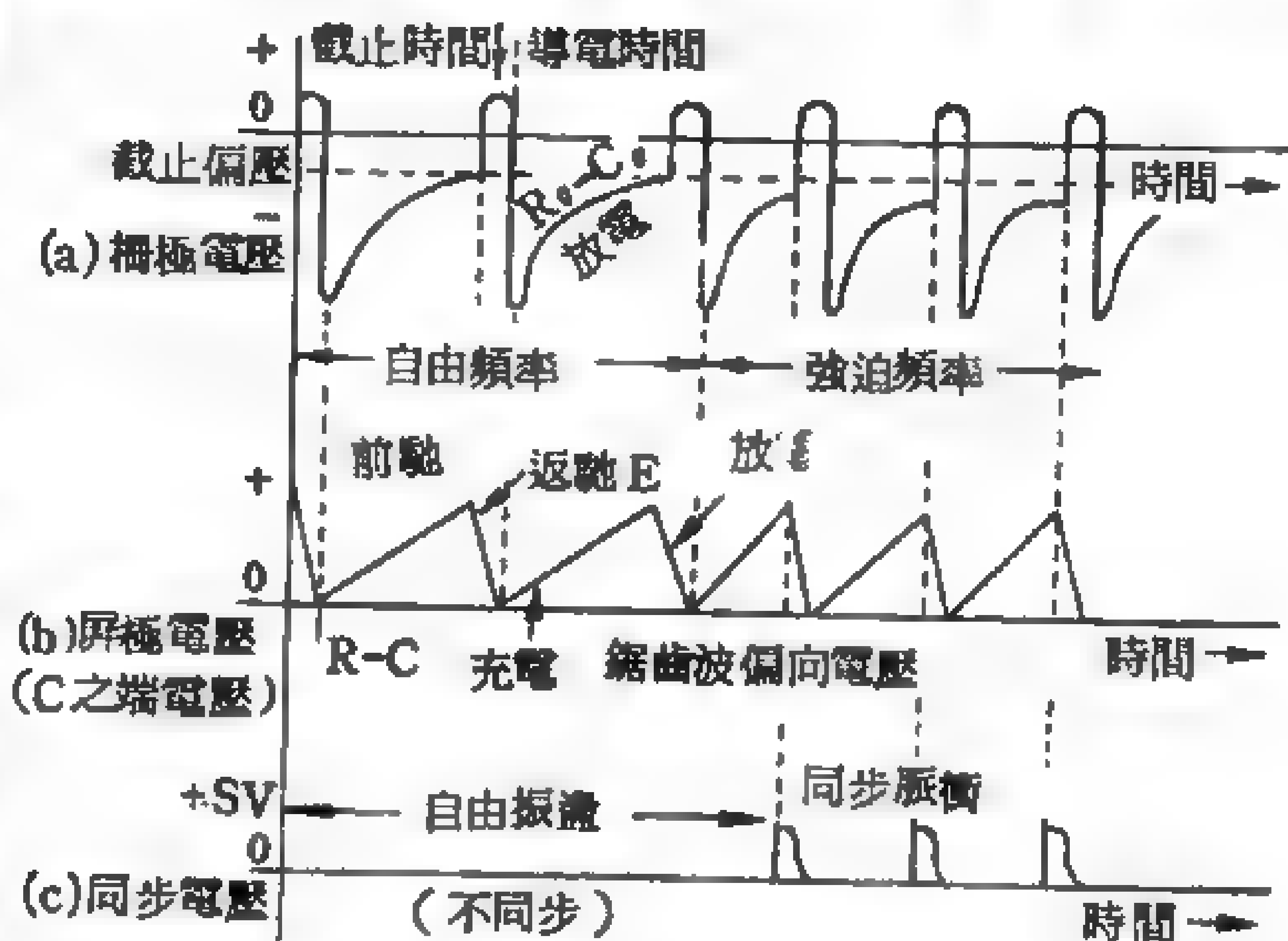


圖 8—54　間歇振盪器之波形

如果爲了電子束之偏向採用圖8—53的電路，必須在屏極電路上，加一電阻及電容器（R－C）所組成的電路，方可得到所需要的鋸齒波形電壓。圖 8—53的屏極電阻（R）及電容器（C）電路（通稱 R－C電路），含有一個2百萬歐姆的可變電阻，及一個0.05 微法拉的電容器，因此其時間常數是控制柵電阻（R_g）及電容器（C_g）所組成電路（R_g－C_g電路）的十倍。如所選擇的時間常數大，在每一控制柵電壓週波內，屏極電容器（C）只能得到部分充電。所以電容器（C）只在指數曲線的一段內發生作用，因此其輸出爲一直線鋸齒波如圖8—

54(b)所示波形。

屏極電阻及電容器（*R - C*）電路的作用非常簡單。一旦間歇振盪器發生截止時，連接電阻（*R*）的屏極電源電壓（E_{bbr}）就對電容器（*C*）充電，電阻（*R*）也就是圖高控制電阻（*size control resistance*），因此可形成直線偏向電壓（見圖8—54(b)所示）。偏向電壓的大小以及畫面垂直幅高，都藉可變圖高控制，控制電容器（*C*）充電的多寡予以調節（在水平偏向振盪器中，一同樣的水平圖寬調節器，稱爲圖寬控制）。電子管開始導電時，電容器（*C*）就藉較低的屏極內阻，迅速放電，鋸齒波的返馳部分就可得到（見圖8—54(b)所示鋸齒波下降部分）。當電子管截止，電容器（*C*）充電，電子管導電，電容器（*C*）放電，如此繼續重演。並且充電與放電的時間，等於間歇振盪器輸出頻率的週期，因此鋸齒偏向電壓具有正確場框（或掃掠線）所需的頻率。

圖8—53所示電路的效率，並不如理想，因其將間歇及鋸齒振盪器（*saw-tooth oscillator*）兩種作用結合在一起，所以在屏極控制電路與控制柵控制電路間，產生相互作用。通常都是由一個單獨的放電管（*discharge tube*），將間歇振盪器與鋸齒網路分開。放電管也是一個三極管，將此管的控制柵及陰極，與間歇振盪器電子管並聯相接，而鋸齒網路接在放電管的屏極電路上，由於放電管的控制柵與間歇振盪器電子管控制柵相接，兩者的電壓波形相同，因此放電管也就以同一頻率導電及截止。放電管屏極電路的作用原理，與單管振盪器同。通常間歇振盪器及放電管放在同一玻璃殼內，稱爲雙三極管（*dual-triode*），如管號6*SN*7的雙三極管。

【拒絕電路】（Rejector circuit）

利用並聯諧振電路對諧振頻率有甚大的阻抗，將此電路與天線串接。如此，諧振頻率的電流即無法侵入天線線圈，結果接收機即無此頻率

之電流干擾。

【抽水機】(Water pump)

抽水機又名水泵或抽水喞筒，是利用大氣壓力，將水自低處抽送至高處的機器。最簡單的一種叫做吸取抽水機。主要有一圓筒，一個活塞和兩個只能向上開啓的活門構成如圖 8－55所示。

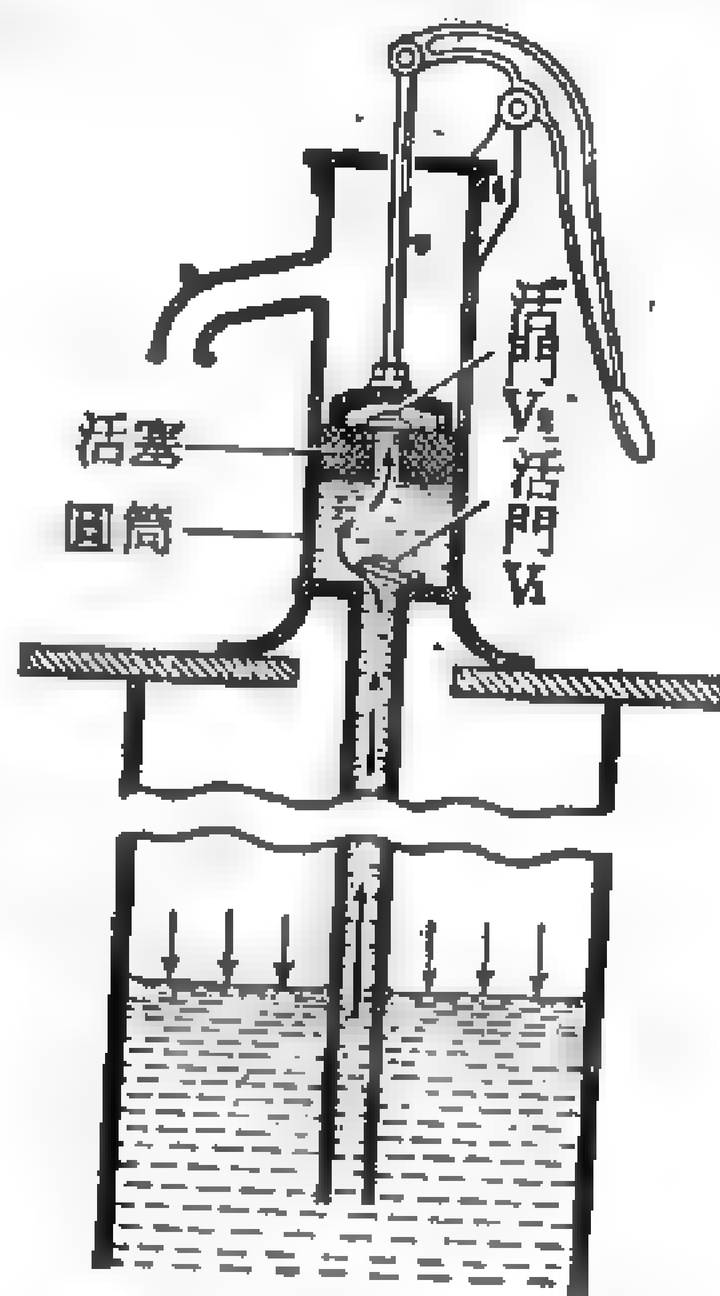


圖 8 — 55　吸取抽水機

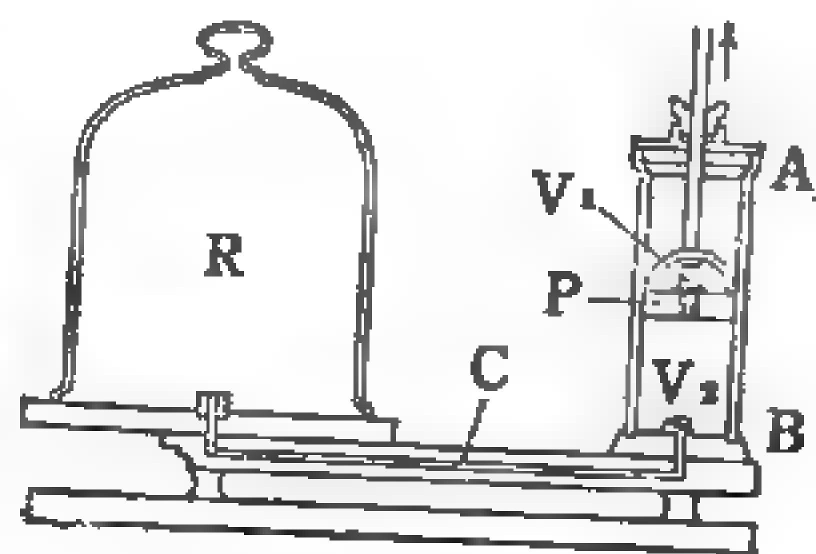
使用時，若活塞向上移動，那麼活塞上活門V_2受大氣壓力作用隨即關閉，因此活塞下成部分眞空，低處的水受大氣壓力的作用推開活門V_1進至筒內。當壓下活塞時，筒底活門V_1受水壓迫而關閉，V_2則上開，筒內的水就衝至活塞上方。這樣活塞不停地上下移動，水就自管口連續的流出。

因受大氣壓力和其他限制，這種吸取抽水機實際上最多只能將8公尺深處的水吸上。

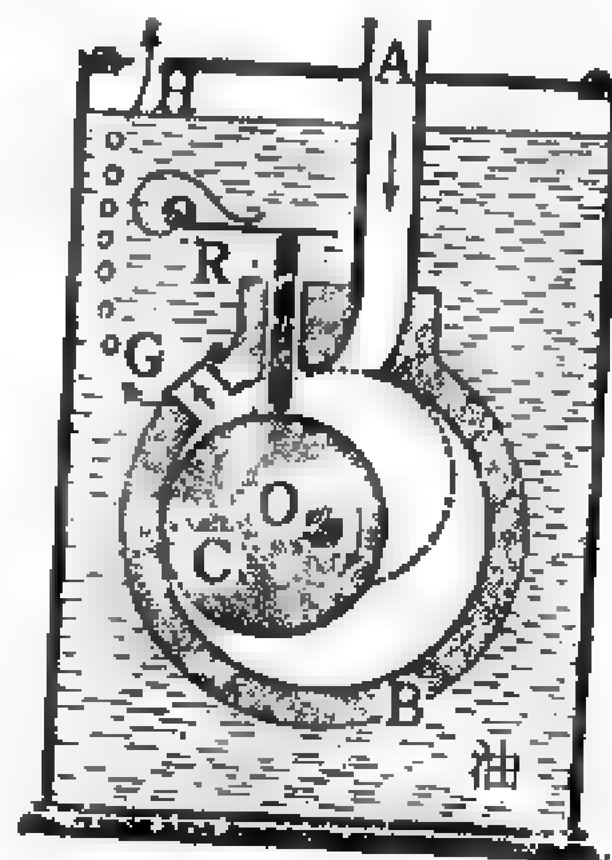
【抽氣喞筒】(Exhaust pump)

爲空氣喞筒之一種，是用以抽去密閉容器內氣體的機器。一般手動抽氣喞筒如圖 8－56(*a*)所示，主要構造和吸取抽水機相似。

另一種爲旋轉抽氣機如圖 8－56(*b*)所示，圖中 *C* 爲偏心圓柱，當受電動機帶動後，即



(a) 手動抽氣機



(b) 旋轉抽氣機

圖 8 — 56

在圓筒B內繞著軸線O快速旋轉。滑桿R受彈簧壓力常和C緊密接觸。當C轉到圖中虛線位置時，原和抽氣口A相通的氣體，即有一部分被閉禁在C和B之間。隨著C的繼續旋轉，終將這一部分氣體擠壓驅逐至出氣口G的外面。如此連續旋轉，A上所接的容器，就被抽成眞空。

【拍】(Beat)

兩頻率不同的波列相互干涉時，合成的振幅產生一系列極大和極小相間的情形。此種振動之振幅本身的波動，稱爲“拍”。常見的例子是音樂上兩音調不同(即頻率不同)的音同時發出時，往往可以聽到另一頻率甚低的音隨伴而生，此即爲音波的“拍”的現象，稱爲拍音。

例如圖8－57上，a、b二波之波長顯有較大之差別，也就是說a波之4個波長恰等於b波之3個波長。此二波列係在A點以同一相角開始，故在該處會有互相加強之作用發生。甚至在A點附近，大體上也是如此。次一加強作用係出現在B點附近，而B點則爲二波列之相角復趨符合之處，蓋於此處，a波離開A點之距離恰好等於其波長之4倍，b波者則爲其波長之3倍，換言之，即兩者又具有同一相角。這種加強作用恆以相等的距離出現，亦即每當前進4個a波波長或3個b波波長時即重行出現一次；至在這些加強之處中間的位置上，則會發生互相削弱甚至互相抵銷之作用。圖8－57上的c波，便是此種重疊之結果。

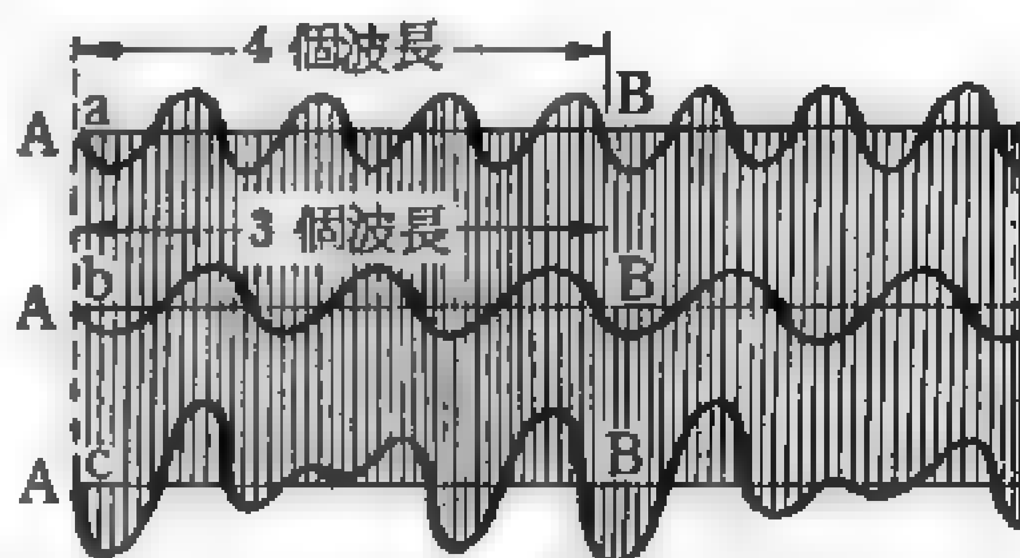


圖8－57
波高相等，波長之比爲3：4之二波彼此重疊時，“拍”開始形成之情形

圖8－58所示，爲a波之9個波長等於b波之10個波長的例子；這裏波長之差已甚微小，所以更能清楚地顯出波高之起伏情形(如果是聲波時，則爲響度之抑揚)。我們可以很明顯地看出增強處相互之間的距離S係等於9倍之a波波長或等於10倍之b波波長。我們如果使

波長比例爲 30 : 29 之二波彼此匯合，則增強處相互之間的距離便將變得更大；蓋在此種情形下，距離 S 勢將包含 30 個較短之波長或 29 個較長之波長。

我們將這一認識轉移到聲波方面時，就可以看出：兩個單音之頻率相差愈大，則當其同時作響時形成之抑揚次數亦愈爲頻繁；這也就是說，每秒之拍數愈多，拍之週期愈小。又當兩者之頻率愈爲接近時，則每秒之拍數愈少，拍之週期愈大。二音如果彼此是完全相符的，則拍之現象就會全然消失。若兩無線電臺各發射 1,000 和 998 仟赫的載波，則接收機會發出 2 仟赫（2,000 赫）的尖銳拍音，此即我們收聽無線電時常聽到的“嘰嘰”聲，這種效應稱爲“外差”（*heterodyne*）效應。利用這種效應接收的收音機稱爲外差式收音機。

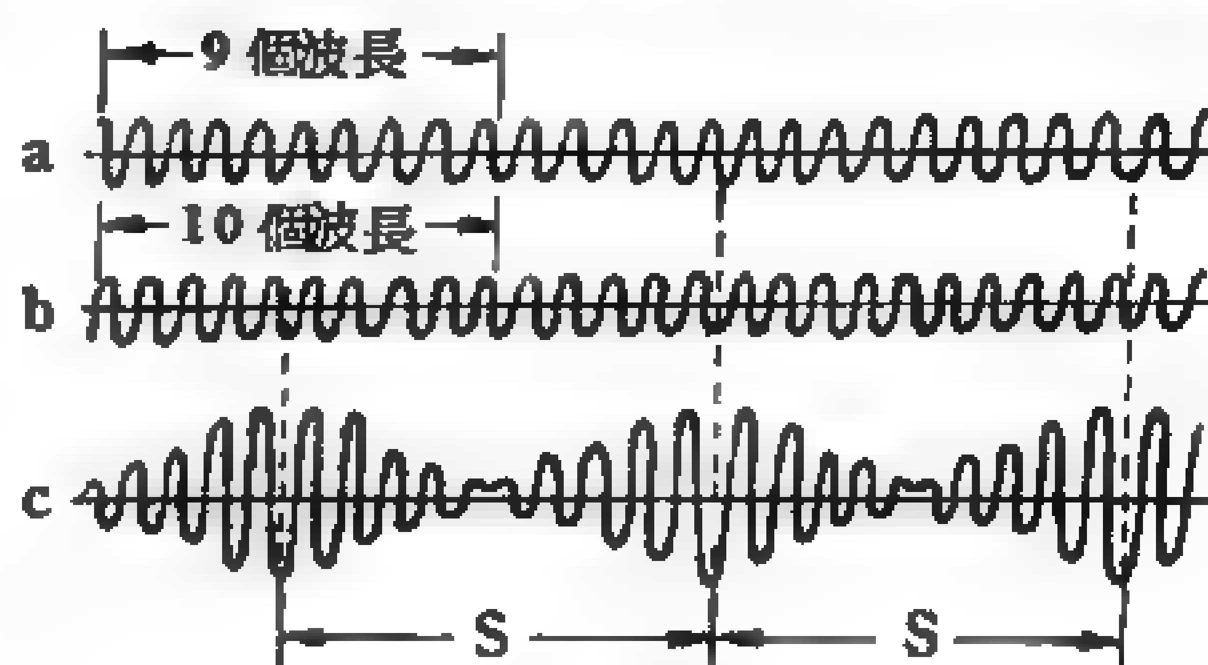


圖 8 — 58
波高相等，波長之比爲 9 : 10 之二波彼此重疊時，“拍”形成之情形更爲明顯。

【拍音】（Beat tone）

兩音波同向射出，波長不等，則互相結合，發生輕響相間的音，叫做拍音。

【拍頻】（Beat frequency）

同向進行之波列頻率相近時，其干涉作用，時而相互建設，時而相互破壞，形成定時強弱的規律。其每秒間的拍數稱拍頻，即爲二波頻率之差。

若使一發音體每秒之振動數爲 m，另一發音體每秒之振動數爲 n，而 m 較 n 大，此二音相合時，一秒間所聞之音數爲 x，則聞一次音所需之時間爲 $\frac{1}{x}$ 秒，此時間內二發音體各振動 $\frac{m}{x}$、$\frac{n}{x}$ 次，且此時間內振動數

大之發音體多振動一次，故得

$$\frac{m}{x}=\frac{n}{x}+1$$

$$\therefore x=m-n$$

例如二音叉的頻率，一爲251，一爲250，當同時敲擊所合成之音波，其拍頻爲1。

【放大因數】(Amplification factor)

放大因數是電子管三大常數之一，與電子管放大電壓性能有關的數字，表示電子管柵壓變化影響屏流強過屏壓多少倍。

柵極電壓克服屏極與陰極間靜電場，所得效果的量度，就稱爲放大因數。具體的說：柵極電壓對陰極表面所生靜電場的效果，要比屏極電壓所生者大多少？同時屏極與柵極間的空間距離，對於放大因數也有很大的影響，因此對放大因數大小的要求，在設計上可由此距離著手。但在實際應用上，最好仍是從電子管的特性曲線（ *characteristic curve* ），求放大因數的值。

特性曲線已表示了柵極電壓與屏極電壓兩者，對屏極電流所生影響的比較。爲了求得放大因數，可先在特性曲線上變化屏極電極電壓，而得屏極電流的變化，然後變化柵極電壓，使已變化的屏極電流恢復原有的值，使屏極電流產生微量變化的屏極電壓與柵極電壓，兩者作一比較，就可得到相互對屏極電流影響的效果，表示這效果的數值，就是放大因數。放大因數也可由下列簡單公式表示：

$$\text{放大因數}\mu=\frac{\text{屏極電壓的微小變化量}}{\text{柵極電壓的微小變化量}}$$

爲求得正確的放大因數，必要使屏極電壓與柵極電壓的變化，能得相等的屏極電流變化量，否則上式不成立。再者，兩個電壓的變化量，一定要盡量的小，因爲曲線較直的部分並非絕對的直，電壓變化量太大將會

算至誤差。

又可用下面的符號表示此放大因數的公式：

$$放大因數\ \mu = \frac{\Delta E_b}{\Delta E_c}\ (\ I_b\ 等於定值\ )$$

ΔE_b 為屏極電壓的變化量，ΔE_c 為柵極電壓的變化量，I_b 為屏極電流。

【放大級】(Amplifier stage)

一個放大電子管及與它聯在一起的各個零件的總稱。在放大器內通常採用著好幾個電子管，而且下一個管子是放大已由上一個管子放大了的振盪，也就是放大是分數級進行的，放大級這個術語也就由此而生。

【放大率】(Magnification;Magnifying power)

在面鏡或透鏡成像時，像的線維度（橫交光軸）與對應之物的線維度之比，稱為放大率，又稱為橫向放大率(*lateral magnification*)。若物（或像）的位置一定，放大率近似不變。薄透鏡的放大率，約等於像至透鏡的距離與物至透鏡的距離之比。像對物沿光軸的大小之比約為橫向放大率的平方，這稱為軸向放大率（*longitudinal magnification*）。

【放大管】(Amplifier tube)

用來放大交流信號電壓或電力的電子管。電子管能放大電壓的基礎是，加於電子管柵極電壓的變化比屏極電壓的變化更強烈地影響著屏極電流。因此，在屏極負荷上可以因屏流的變化而獲得比柵壓變化更強的電壓變化，此時電子管的放大因數（*amplification factor*)即屏極負荷上的電壓變化與引起此變化的柵壓變化之比值，與電子管本身的參量以及屏極負荷的大小有關。如果屏極負荷電阻 R_a 遠大於電子管的內阻，則當柵極電壓變化時，屏極電流的變化是非常微小的，因為在兩個串聯電阻的情況下，而其中一個又比另一個大得多時，則電流的大小

主要是決定於較大電阻的數值。但若柵極電壓增加了ΔV_c 時，屏極電流幾乎沒有變化，則這只可能是因爲屏極負荷上出現了方向相反的附加電壓ΔV_a，而這個電壓對屏極電流大小的作用大致和ΔV_c一樣。爲此，比式$\frac{\Delta V_a}{\Delta V_c}$便恰好應當等於電子管的放大因數。由此可見，當屏極負荷電阻比電子管內阻大得多時，電子管所能得到的電壓放大約等於它的放大因數。在另一情況下，即屏極負荷電阻R_a比電子管內阻小得多時，柵極電壓變化時屏流強度的變化幾乎與屏極內沒有電阻時的情況相同，即當柵極電壓變化ΔV_c時，屏極電流的變化爲：

$$\Delta I_a = S \, \Delta V_c$$

式中S爲電子管的跨導（*transconductance*）。這時屏極負荷上電壓降的變化爲：

$$\Delta V_a = R_a \Delta I_a = R_a \, S \, \Delta V_c$$

因而得電子管的增益爲：

$$\frac{\Delta V_a}{\Delta V_c} = R_a \, S$$

由此可知，當R_a遠小於電子管的內阻時，電子管的增益等於跨導與屏極負荷電阻的乘積。在屏極負荷很大時，電子管的增益決定於放大因數的大小；在負荷很小時，有決定性作用的則是電子管的跨導。

電子管用作放大器時的重要特徵是，在柵極電路中耗用很小的功率，即可以控制屏極電流。而在屏極電路中，分離出來相當大的功率（由於有屏極電源能量的緣故）。但是，若一個經放大管放大了的振盪還要由第二級繼續放大，則在第一級的屏極電路內並不要求大的功率。故應選擇電子管的工作狀態，使電子管屏極電路送出大的電壓，而不是大的功率——電子管用作爲電壓放大器。倘若電子管所放大的振盪要送給耗用功率相當大的負荷（例如揚聲器），則應對電子管本身及其工作狀態進

行選擇，以使管子能輸出足夠大的功率——電子管用作爲功率放大器。

【放大器】（Amplifier）

是由放大管（*amplifier tube*）、電源設備及其他電路元件（如電阻、電容器、線圈、變壓器等）所組成的裝置。能把一個輸入訊號的電壓或功率（*power*）放大到需要的程度，然後再輸送出去。放大器的應用非常廣泛，在接收機、發射機、廣播、雷達、電視以及工業上自動控制設備中，都會用到。

放大器，依其作用頻率範圍可分爲聲頻放大器（*acoustic frequency amplifier*）、視頻放大器（*video frequency amplifier*）及射頻放大器（*radio frequency amplifier*）。

1.聲頻放大器——它們可以放大15赫玆至15,000赫玆的頻率信號，在此頻率範圍內，我們可以聽到信號聲音所以叫做"聲頻"（*acoustic frequency*）。這些放大器在無線電接收機，互通設備聲納（*sonar*）和其他各類設備中產生放大作用（*amplification*）。

2.視頻放大器——這種型式的放大器和聲頻放大器相似，需將一寬頻帶信號放大，其設計和工作亦略相似，惟頻率範圍較寬，由30赫玆至6,000,000赫玆或再高一些。視頻放大器主要用在雷達（*radar*），射擊控制設備和電視中，以放大顯示管所需的顯示信號。

3.射頻放大器——射頻放大器不像其他兩種型式，它們放大狹頻率帶，頻率範圍在30,000赫玆至幾兆赫玆間，它們用在雷達射擊控制、聲納、無線電接收機或發射機中。

雖然它們型式各有不同，惟放大器的工作大致相似。

另外以其作用條件分爲甲類放大器（*class A amplifier*）、甲乙類放大器（*class AB amplifier*）、乙類放大器（*class B amplifier*）及丙類放大器（*class C amplifier*）。此種分類法，完全是照輸入信號電壓，所造成屏極截止的條件而分的，也可說是與控

制柵的偏壓（*bias*）有關，此種分類對功率放大器（*power amplifier*）比較合適。

1.甲類放大器——偏壓的大小與輸入信號電壓，都經過特別安排，使放大器在任何瞬時的輸入信號情形下，都能有屏極電流存在，亦即柵極偏壓約在特性曲線（*characteristic curve*）的直線部分的中點（圖8—59）。則作用在柵極上的交流電信號，使柵極電壓在偏壓值上下變動，由於柵極電壓不越出曲線的直線部分，電流的變化將比例於電壓的變化，而且柵極電壓不使眞空管截流，故在交流電整週內均有屏極電流流過。甲類放大器具有很高的逼眞度和極小的失眞，但在另一方面其輸出功率和效率都太低。電子管用作甲類放大器，其效率約在20％到35％之間，所謂效率是指交流輸出功率與放大器所獲得的直流功率之比而言。放大器本身不會產生功率，必須由直流電源供給，所以必須用輸出功率與輸入功率的比，求得效率。

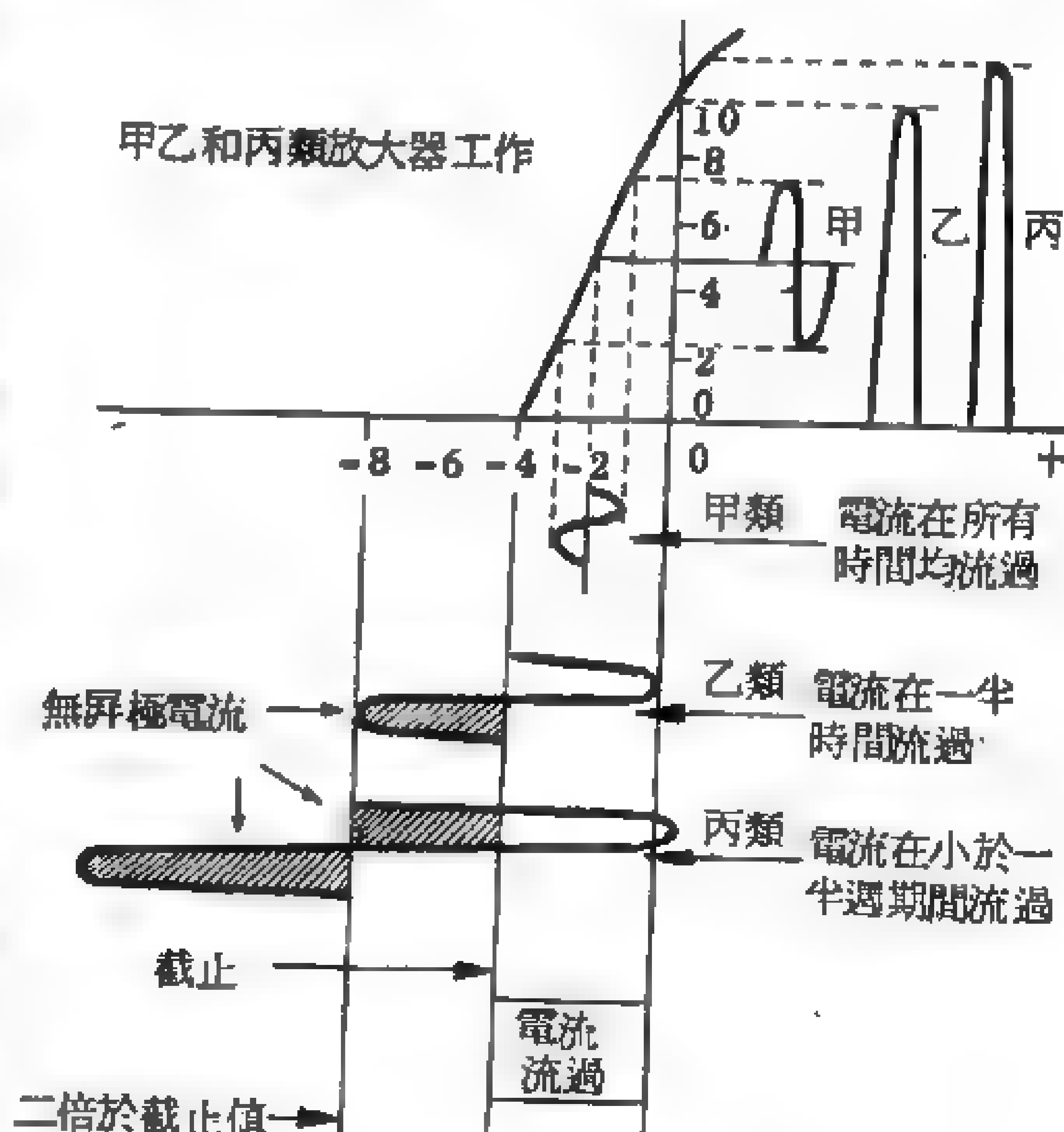


圖8—59

2.乙類放大器——在沒有輸 號電壓的條件下，固定偏壓的電壓恰可使放大器產生屏極截止作用，即柵極偏壓在特性曲線的截止值或它的附近（圖8—59）。當有輸入信號加在乙類放大器後，只有在輸入信號（以正弦波爲例）的正半週波，才有屏極電流，在輸入信號的

負半週波時，屏極電流爲零。乙類放大器的效率比甲類放大器高得多，其效率約在50%到60%之間，因爲在柵極電壓相同的情況下，乙類放大時屏極電流的平均值小，因而屏極上的耗散功率（*dissipative power*）要遠小於甲類的情況。不過單管乙類放大有著相當大的非線性失眞。這種失眞可以應用兩個工作於甲類的電子管接成推挽電路（*push-pull circuit*）加以消除。

3.甲乙類放大器——在輸入信號電波的大半週波內作用，這是由於甲乙類放大器的偏壓介於甲類與乙類放大器偏壓之間。如果輸入信號電壓小於最初設計時所估計的信號電壓，甲乙類放大器自動變成甲類放大器，所以甲乙類放大器對微小的輸入信號，所產生的失眞小，但對較大的輸入信號，所輸出的功率及其效率都是中等的。

4.丙類放大器——偏壓較截止偏壓大即柵極偏壓遠離截止點（圖8－59），因此在沒有輸入信號時，永遠沒有屏極電流。雖然有輸入信號送入，也只有在輸入信號正半週較高部分，才有屏極電流出現，丙類放大器的特性是失眞大、輸出功率高、效率大，約在70%到75%之間，由於丙類放大器所輸出的信號電壓，具有先天性的失眞，所以不能作聲頻放大器用。

有時可在放大器的類別之後加一個"1"或"2"字，這是爲了放大器有否控制柵電流。因此甲乙$_1$類放大器，在任何輸入信號時，控制柵電路都沒有電流存在。甲乙$_2$類放大器，在部分輸入信號時，有控制柵電流。高逼眞聲頻放大器的設計者，對於甲$_2$類及甲乙$_2$類放大器都非常厭惡，這是由於控制柵有電流後，失眞就不容易避免。假如微小的控制柵電流是無害的話，就可利用甲乙$_2$類放大器，以放大較大的輸入信號，這也是一種增大放大器輸出功率的經濟方法。同時需注意，放大器的分類，並非一成不變的，而是與設計者的構想及希望有關。有時甚至於一個輸出功率放大器，最初設計時是甲類放大器，但因所加的輸入信號電壓

過大，及使其過載，都可使放大器改變其類別；如果輸入信號增大，首先成爲甲乙₁類放大器，輸出功率加大；如果輸入信號再增大，就會變成輸出功率高、失眞大的甲乙₂類放大器。

【放大器之應用】

爲了克服振盪器直接連至天線的缺陷，可在振盪器和天線間連接一級放大器，連至天線的一級通常叫做終級功率放大器（*final power amplifier*）。其餘各級有各種名稱，有時它們叫做第一級和第二級功率放大器（*first and second power amplifier*），有時亦叫做中級功率放大器（*intermediate power amplifier*）。此外，第一級功率放大器由於能隔離振盪器，所以它亦叫做緩衝（*buffer*）放大器。

例如射頻信號在振盪器電路中產生之後，經第一和第二級功率放大器放大，推動終級功率放大器，強烈的信號由終級功率放大器輸至天線，再由天線將信號向空間輻射。如圖8—60所示。

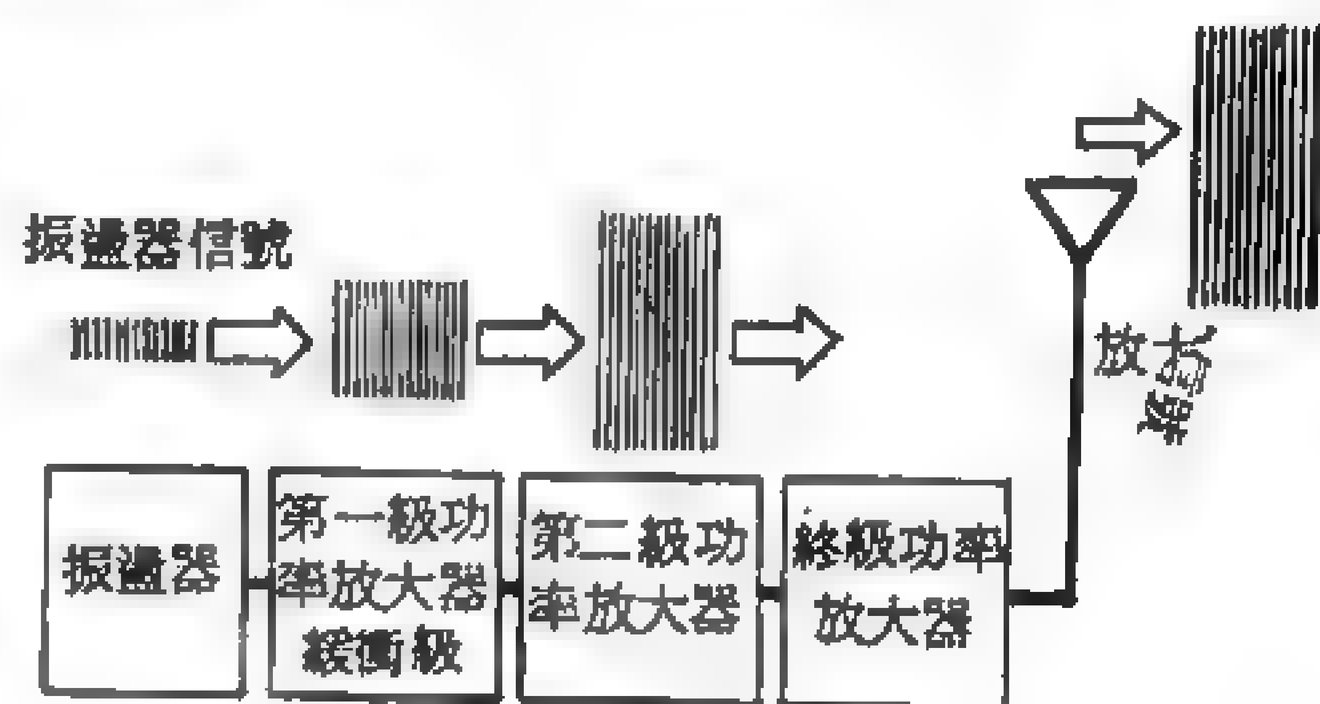


圖8—60　功率放大

放大器各級間的耦合方式可分爲四種：(1)電阻耦合（*resistance-coupling*），(2)阻抗耦合（*impedance-coupling*），(3)變壓器耦合（*transformer-coupling*），(4)直接耦合（*direct-coupling*）。前三種耦合方式，只允許前級放大器的屏極交流信號電壓，經耦合而送至其次級放大器的輸入電路。前級放大器的屏極直流電源電壓，則不能藉耦合而加在次級放大器輸入電路。第四種耦合方式，則允許前級放大器的屏極直流電源電壓加在次級放大器上。其中電阻耦合放大器電路應用最廣，這是由於價錢便宜，以及在聲頻範圍內，其逼眞度高的緣

故。

【放大鏡】(Magnifying glass)

放大鏡是一正透鏡，係由一個或數個透鏡所組成，又名爲單顯微鏡(*simple microscope*)。其作用是使網膜上的像較裸眼所見者爲大。普通型式的放大鏡(如圖8—61所示)有雙凸透鏡、雙合透鏡、柯丁頓透鏡、三合透鏡、消色差透鏡等五種。

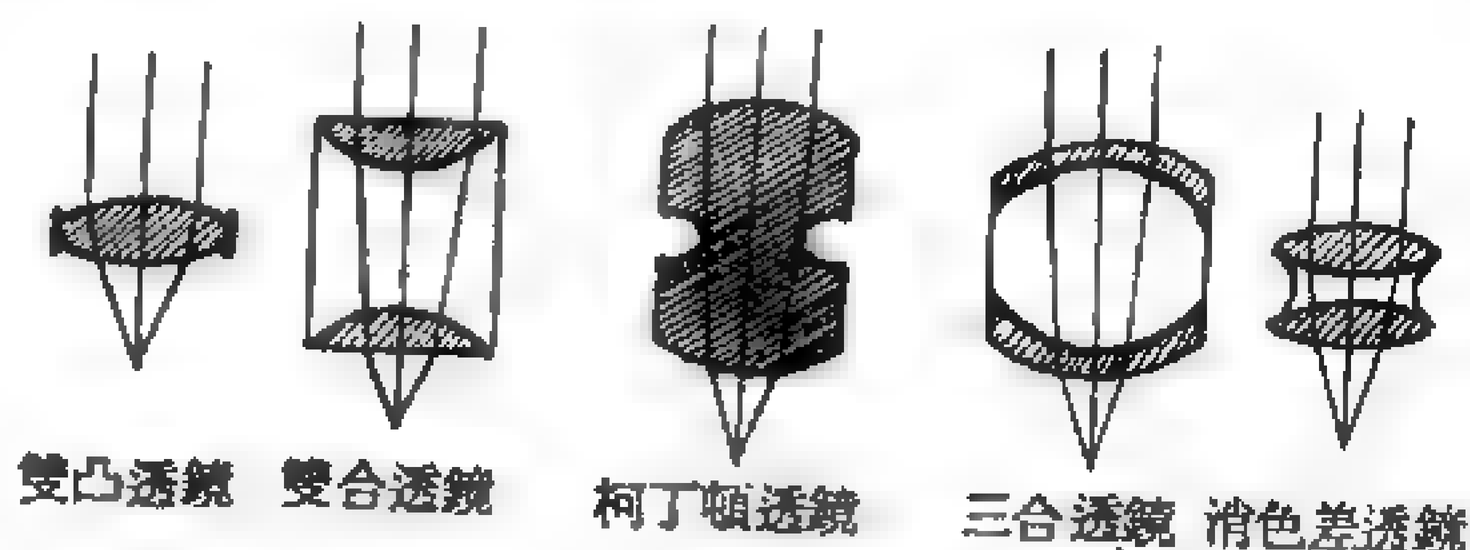


圖 8—61

放大鏡之放大率M是把物體置於明視距離D時，眼睛看物體的視角θ與經放大鏡所產生在明視距離處的虛像的視角θ'之比，如圖8—62，爲一物體XY於焦距爲f的放大鏡之前而成虛像$X'Y'$的情形，眼睛位置爲E。由圖8—62知

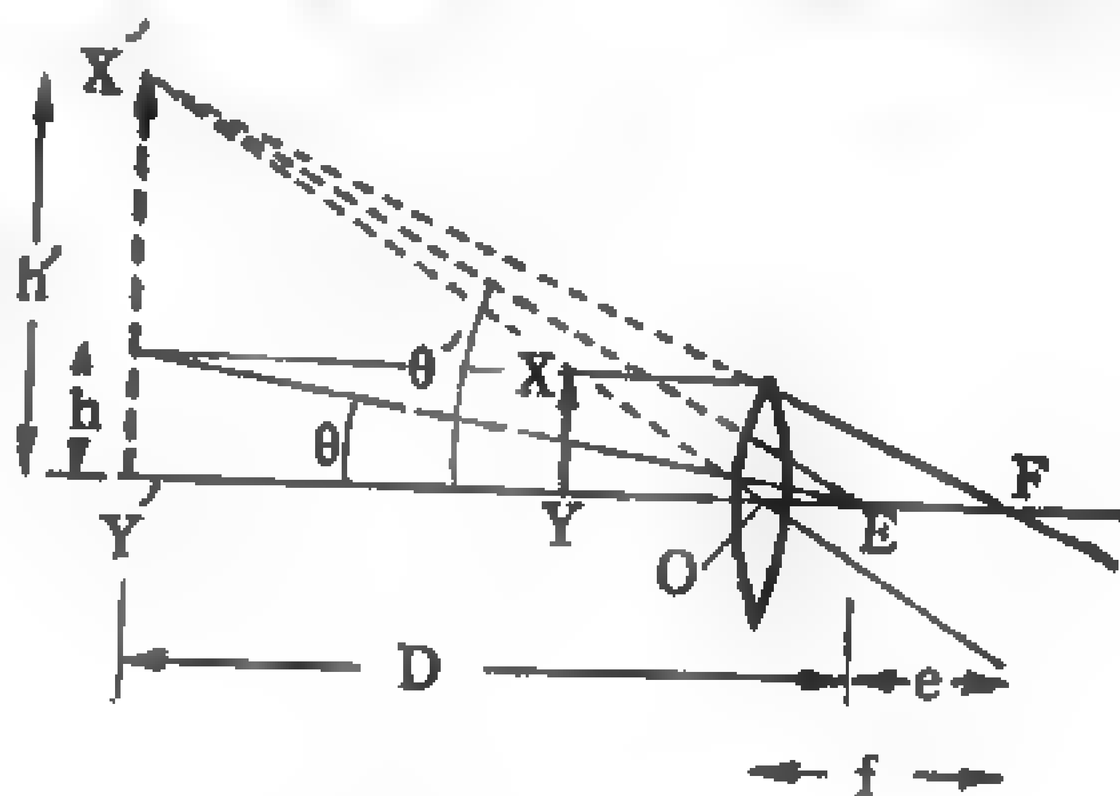


圖 8—62

$$M=\frac{\theta'}{\theta}\doteqdot\frac{\tan\theta'}{\tan\theta}=\frac{h'/D}{h/D}$$

$$=\frac{h'}{h}=\frac{D+e}{f}$$

如果眼睛充分靠近放大鏡做觀測時，$e\doteqdot f$，因此上式變成$M=\dfrac{D}{f}+1$。如果把眼睛置於放大鏡焦點處做測定，則$e=0$，而得$M=\dfrac{D}{f}$。以上公式也可以用如下另法說明之

$$OF=f$$

$$YO=a\ (>0) \qquad Y'O=b\ (<0)$$

由透鏡的公式，得

$$M=\frac{XX'}{YY'}=\frac{b}{a}=-\frac{b-f}{f}$$

設明視距離爲D，而眼睛與透鏡相接時，則$b=-D$，而得

$$-b+f=D \qquad M=D/f$$

故由以上所述得知，放大鏡的放大率隨放大鏡與眼睛的相對位置而變化。

【放映系統中光之漏失】(The leakage of light in the projection system)

一般放映系統之平均效能均甚低，到達屏幕之光線量爲由光源來的20％或更低。用於照相之光線其簡單數字如下：在透鏡系統每個空氣－玻璃表面損失於反射者爲入射光之4％，又約有5％爲玻璃厚度的每公分之吸收量。故在會聚透鏡（*convergent lens*）或凝光鏡上可能有30％的損失，所得爲70％的透射；在"滑動架"或"閘口"處有50％損失，乃因"閘口"常做四方形而凝光鏡爲圓形，故有一直徑必須大至能超過透明目標物的對角線，故爲70％之50％，今有透射，即35％由光源而來之最初光量。幻燈片或膠片由反射表面及可能吸收又損失15％，故減少透射至30％；而最後放映透鏡本身將更產生一約爲30％的漏失，故得總透射量爲20％。易見由光源而來之入射光僅約五分之一抵達屏幕。

尤有進者，若在放映機之光程中須用一旋轉扇形（例如，在電影放映機中），則再減少50％，亦即抵達屏幕者僅爲最初光線的10％而已。

【放射化學】(Radio-chemistry)

一門研究放射材料的化學性質及其反應的學問。

參閱"輻射化學（*Radiation chemistry*）"條。

【放射化學反應】(Radiolysis)

分子被輻射解離的現象稱爲放射化學反應，例如：當反應器正在操作時，核心內有少部分的水被輻射解離成氫和氧。

【放射生物學】(Radio-biology)

一門研究游離輻射 (*ionizing radiation*) 對生物所發生的影響之原理，機械作用以及其他效應的學問。

【放射生態學】(Radio-ecology)

一門研究輻射對自然界的各種動植物品種的影響的學問。

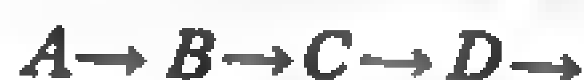
【放射示蹤物】(Radioactive tracer)

對少量的放射性同位素 (*radioisotope*) (有載體或無載體)，我們利用放射性的偵檢、定位以追蹤其生物、化學或其他的過程。

參閱“載體 (*Carrier*) ”條。

【放射平衡】(Radioactive equilibrium)

放射性物質常經一連串之蛻變，而達於穩定的物質，例如物質由A開始，A蛻變爲物質B，B再蛻變爲物質C等等，即



屬於上系列物質之原子數，在時間t設各爲N_1、N_2、N_3……，此系列之原始物質之原子數在$t=0$設爲$N_1(0)$。就$A\rightarrow B$之蛻變過程言

$$\frac{dN_1}{dt}=-\lambda_1 N_1 \qquad (1)$$

λ_1 爲此項過程之蛻變常數 (*disintegration constant*)。積分可得

$$N_1=N_1(0)e^{-\lambda_1 t} \qquad (2)$$

就由兩個環構成的系列即$A\rightarrow B\rightarrow C$而言，除 (1) 式外下式亦得以成立

$$\frac{dN_2}{dt}=\lambda_1 N_1-\lambda_2 N_2 \qquad (3)$$

此方程式表示B原子以$\lambda_1 N_1$速度生自A，其本身則以$\lambda_2 N_2$速度蛻變爲C原子之意。在此用 (2) 式將 (3) 式改寫作

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1(0) e^{-\lambda_1 t} \tag{4}$$

此一階線型非齊次方程式之特解為

$$N_2 = N_1(0)\left(C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \right) \tag{5}$$

(4) 式之齊次方程式之一般解為$N_2(0)e^{-\lambda_2 t}$，此解與 (5) 式所示的特解之和即為 (4) 式之一般解，故欲求的一般解為

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-\lambda_2 t} + N_1(0)\left(C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \right) \tag{6}$$

在此式中，當 $t = 0$時顯然$N_2(0) = 0$，將 (5) 式代入 (4) 式，經計算可得

$$C_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

因此

$$N_2(t) = N_1(0)\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \right) \tag{7}$$

若再應用 $t = 0$ 時$N_2(0)$ 之初期條件，自 (7) 式則得

$$C_2 = -\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

結果，$N_2(t)$ 為

$$N_2(t) = \frac{N_1(0)\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \tag{8}$$

如果系列係由三個環所構成，即 $A \to B \to C \to D$，則尚須加入一如下之方程式

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3$$

將 (8) 式之右側代入此式之N_2，若再將$\lambda_3 N_3$ 移至左方，即得

$$\frac{dN_3}{dt} + \lambda_3 N_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_1(0)}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \tag{9}$$

此式之解為

$$N_3(t) = N_1(0)\left(C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + C_3 e^{-\lambda_3 t} \right)$$

常數C_1,C_2 及 C_3 可仿前決定之，各為

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \qquad C_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)}$$

$$C_3 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1-\lambda_3)(\lambda_2-\lambda_3)}$$

就由 n 個環構成的系列言，第 n 個創生物的數量 $N_n(t)$，可以從上述推得之

$$N_n(t)=N_1(0)(C_1e^{-\lambda_1 t}+C_2e^{-\lambda_2 t}+\cdots\cdots+C_ne^{-\lambda_n t})$$

$$C_1=\frac{\lambda_1\lambda_2\cdots\cdots\lambda_{n-1}}{(\lambda_2-\lambda_1)(\lambda_3-\lambda_1)\cdots\cdots(\lambda_n-\lambda_1)}$$

$$C_2=\frac{\lambda_1\lambda_2\cdots\cdots\lambda_{n-1}}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)\cdots\cdots(\lambda_n-\lambda_2)}$$

……………………………………………

次將方才所得的結果，就由兩個環構成的系列即 $A\rightarrow B\rightarrow C$ 之情形，加以分析。物質 B 生自物質 A，然後由其本身之蛻變而變爲物質 C，在此稱物質 A 爲母代物質，稱物質 B 爲子代物質，先假設母代物質之蛻變較子代物質者爲快，卽設 $\lambda_1>\lambda_2$。子代物質之原子數，依據(8)式，在時間 t 而爲

$$N_2=\frac{\lambda_1}{\lambda_1-\lambda_2}N_1(0)(e^{-\lambda_2 t}-e^{-\lambda_1 t})$$

從此可知，在 $t=0$ 時，尚無子代物質，子代物質量隨母代物質之蛻變而逐漸地增加，而達於極大後再行減少。由於 $\lambda_1>\lambda_2$ 經過長時間後，卽 t 甚大時，$e^{-\lambda_2 t}\gg e^{-\lambda_1 t}$ 之關係得以成立，故得

$$N_2=\frac{\lambda_1}{\lambda_1-\lambda_2}N_1(0)e^{-\lambda_2 t}$$

卽在此種情況子代物質以其本身之半衰期而減少。

若假定 $\lambda_2>\lambda_1$，在此種情況，N_2 可寫作

$$N_2=\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}N_1(0)(e^{-\lambda_1 t}-e^{-\lambda_2 t})$$

經過長時間後，由於 $e^{-\lambda_1 t}\gg e^{-\lambda_2 t}$，$N_2$ 則爲

$$N_2=\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}N_1(0)e^{-\lambda_1 t}$$

即在此種情況，子代物質以母代物質之半衰期而減少。若再考慮

$$N_1=N_1(0)e^{-\lambda_1 t}$$

由上式可得

$$\frac{N_2}{N_1}=\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}=\text{常數}$$

即在此種情況，二物質之存在比為一定。如此狀態，即稱之為放射平衡。

當 $\lambda_2 \gg \lambda_1$ 時，可改寫為

$$N_2(t)=\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}N_1(0)e^{-\lambda_2 t}\left(e^{(\lambda_2-\lambda_1)t}-1\right)$$

若考慮 $\lambda_2 \gg \lambda_1$，則 $N_2(t)$ 尚可寫為

$$N_2(t)=\frac{\lambda_1}{\lambda_2}N_1(0)e^{-\lambda_2 t}\left(e^{\lambda_2 t}-1\right)=\frac{\lambda_1}{\lambda_2}N_1(0)\left(1-e^{-\lambda_2 t}\right) \qquad (9)$$

經過長時間後，則 $e^{-\lambda_2 t} \ll 1$，如考慮及此，由 (9) 式即得

$$\frac{N_2(t)}{N_1(0)}=\frac{\lambda_1}{\lambda_2}=\frac{T_2}{T_1}$$

鐳（*Ra*）與氡（*Rn*）之平衡可作為此情況的例子。鐳、氡之蛻變常數分別為

$$\lambda_1 \doteqdot 1.38\times10^{-11}\text{秒}^{-1}\ (T=1,590\text{年})$$

$$\lambda_2 = 2.097\times10^{-\text{[illegible]}}\text{秒}^{-1}\ (T\doteqdot3.82\ \text{日})$$

從此可知自鐳蛻變為氡起至平衡之期間，蛻變的鐳量只不過為原先量之 $10^{-\text{[illegible]}}$ 程度，於是在此種情況，吾人可得視鐳為其量殆與時間無關之氡源，最後氡之產生速率將等於氡之分解速率，如此之放射平衡又稱為長期平衡（*secular equilibrium*）。

【放射系】（Radioactive series）

許多核種的連續系中，每一核種經由放射蛻變（*radioactive disintegration*）而成爲另一核種，如此連續不已，直到最後一個安定核種生成爲止。在此系中的第一個核種稱爲母核，中間的核種稱爲子核，最後的安定核種稱爲終產物（*final product*）。

據實驗結果，天然放射性（*natural radioactivity*）元素共有40餘種。從彼等母子關係之仔細分析，發現原子序數81以上的39個元素分屬三系，此三系即是鈾鐳系、釷系、錒系。此三個自然放射系之起始分別爲長壽命的鈾、釷及錒。屬於各該系之元素常自動地放出α質點或β質點，即自行α蛻變或β蛻變，而變爲子代元素。當某一母代原子核放出一個α質點時，因α質點爲電荷$2e$及質量數爲4的氦原子核，此母代原子核之電荷即減少$2e$，質量減少4，故其子代元素，在週期表上向後方遷移2原子序。反之，如果母代原子核放出一個β質點，由於β質點爲電子，其質量甚微可以忽略不計，是以其子代元素無質量數之變易，然因有$1e$之負電荷被挾走，故其子代元素在週期表上即向前方遷移1原子序數。前述的關係通稱爲遷移律。應用此定律，可以確定放射性元素，在週期表中之位置。

鈾鐳系係始自UI（$^{238}_{92}U$），終於RaG（即$^{206}_{82}Pb$），$^{206}_{82}Pb$爲鉛之穩定同位素，鐳屬此系，此系中最長半衰期爲UI所具的4.498×10^{9}年，此系元素之原子核之質量數可以$A=4n+2$示之，但n爲正整數。

釷系始自半衰期爲1.39×10^{10}年之$^{232}_{90}Th$，終於ThD（即$^{208}_{82}Pb$）。此系中最長半衰期爲$^{232}_{90}Th$之半衰期，其他悉具較短之半衰期，此系之質量數可以$A=4n$示之。

錒系係以U之同位素AcU（即$^{235}_{92}U$）起始，中間經過Ac而終於AcD（即$^{207}_{82}Pb$）。　系之最長半衰期爲AcU之半衰期，AcU半衰期爲7.13×10^{8}年，此爲三自然放射系起始中之最短者。此系之質量數

可以 $A = 4n + 3$ 表示之。

最近又發現第四放射系，此第四系乃質量數 A 爲 $A = 4n + 1$ 之系。在自然界中雖無此系，但在今日可以人工製造之。此系係自 $_{95}Am$ 起而終於穩定之鉍同位素 $^{209}_{83}Bi$ 之系列，共含 13 個人工放射性元素，且含 $_{95}Am$ (*americium*)、$_{93}Np$ (*neptunium*)、$_{87}Fr$ (*francium*)、$_{85}At$ (*astatiue*) 等新元素。錼 (*neptunium*) 爲此系中半衰期最長之元素，故稱此系爲錼系。

【放射性】(Radioactivity)

自然界中有許多元素，其原子核很不穩定，有自原子核中自行輻射的現象，這種元素稱爲放射性元素 (*radioactive element*)，其原子核稱爲放射性原子核 (*radioactive nuclei*)。原子核由於放出放射線，可自一種元素自然衰變成爲另一種元素，在此過程中並釋放出若干能量，這種自動放出放射線的現象稱爲放射性。例如鈾 - 238 及鐳 - 226 均爲放射性元素。通常可用原子核反應器產生的中子或加速器產生的高速粒子轟擊某原子核，使造成放射性原子核或放射性元素，這些常是自然界中穩定元素的同位素，故稱爲人造放射性同位素。例如人造的金放射性同位素 (金 - 198)、碘放射性同位素 (碘 - 131) 及鈷放射性同位素 (鈷 - 60) 等是。有些放射性元素是天然存在的，具有甚長的半衰期，經年累月連續不斷地放出放射線，這種自然衰變的元素成爲天然的放射性源。天然放射性源首先由法國科學家貝克勒 (*A . H . Becquerel*) 於 1896 年在鈾鹽中發現。

不論溫度、壓力、化學結合和物理狀態如何，具有放射性的原子核，都以一定不變的速率在蛻變。不管這原子的遭遇爲何，這個作用都在進行著。換句話說，原子核內部的活動不受圍繞原子核的電子所遭遇的事物所影響 (只有在非常特殊的情形下，外界的擾動才能影響原子核的放射性，而且這影響非常輕微。在實際應用上，都將放射性蛻變的速率

視爲不變）。

放射性元素所放出的放射線有一種至三種不等，因各原子核內部的穩定情況不同，各具有特殊的放射性，隨同放射線釋放出的能量也不相同。三種放射線的名稱分別爲阿伐（ α ）粒子、貝他（ β ）射線及加瑪（ γ ）射線。

下表列示鈾系放射性元素依次放射衰變的情形，即 $^{238}_{92}U$ 放射 α 粒子和 γ 射線而成 $^{234}_{90}Th$ ，再放射 β 粒子和 γ 射線而成 $^{234}_{91}Pa$ ，繼續逐次衰變，最後成爲穩定的鉛同位素 $^{206}_{82}Pb$ 。

同位素	半衰期	粒子能量（MeV）		
		α 粒子	β 粒子	γ 射線
$^{238}_{92}U$	4.5×10^{9} 年	4.18		0.045
$^{234}_{90}Th$	24.1日		0.19	0.09
$^{234}_{91}Pa$	1.18分		2.32	1.5
$^{234}_{92}U$	2.48×10^{5} 年	4.76		0.055
$^{230}_{90}Th$	8.22×10^{4} 年	4.68		0.068
$^{226}_{88}Ra$	1620年	4.79		0.19
$^{222}_{86}Rn$	3.825日	5.49		
$^{218}_{84}Po$	3.05分	5.998	β^-	
$^{214}_{82}Pb$	26.8分		0.72	0.053
$^{214}_{83}Bi$	19.7分	5.44	3.15	0.426
$^{214}_{84}Po$	1.5×10^{-4} 秒	7.68		
$^{210}_{81}Tl$	1.32分		1.80	1.9
$^{210}_{82}Pb$	22年		0.025	0.047
$^{210}_{83}Bi$	5.0日	5.0	1.17	0.08
$^{210}_{84}Po$	138日	5.30		0.80
$^{206}_{82}Pb$	穩定			

【放射性比度】(Specific activity)

放射性物質的放射性比度，是指它的活性強度，單位爲居里／克(*c/g*)。放射性比度的定義，是指輻射源每單位質量的衰變率。輻射源內的放射性元素(不論是否僅爲單一種元素或爲混合物、合金或化合物)，不是以無載體狀態(*carrierfree state*)存在，就是與載體共存(所謂無載體，理論上是指輻射源內僅單獨存在著某一放射性核種，而沒有含此放射性核種的安定同位素。在這種情形，放射性比度可達到最大值；反之則爲載體)。於是，處在無載體狀態時，元素的所有原子只有放射性同位素的原子而已；假如這輻射源內僅有部分是屬於此元素的放射性核種，其餘的則爲他種放射性核種，就稱此載體與放射性同位素共存。這些他種放射性同位素處在正常狀態下，是不活性化的，但在特殊的情形，卻帶有放射現象。因此，輻射源的放射性比度，不論輻射源是否處在無載體狀態或其他種狀態，始終是指輻射源每單位質量的活性，單位爲居里／克。

在無載體放射性同位素的情形，放射性比度僅與放射性同位素的半衰期及原子量有關，其數學式爲

$$\text{放射性比度（居里／克）} = \frac{1.308 \times 10^{6}}{A \times T_{1/2}}$$

式中 A 爲放射性同位素的原子量(以克表之)，$T_{1/2}$ 爲放射性同位素的半衰期(以天數表之)。在特殊的場合，如果有幾種放射性同位素同時存在(例如含有分裂產物)，放射性比度的計算，就將變得十分繁雜，一切計算僅能憑經驗決定而已。

【放射性元素】(Radioactive element)

倫琴發現 X 射線後，1896 年法人貝克勒(*A. H. Becquerel*)在研究鹽類之燐光及 X 射線管之玻璃經 X 射線照射後之螢光現象時，無意中發現鈾(*uranium*)能使包於黑色紙中的照相底片感光，這表示鈾能放出一種目不能視，穿透力甚強，類似 X 射線之射線。此種射線能

使包於黑紙中之照相底片感光，能使帶電物體放電（*discharge*），及令數種礦石（如硫化鋅等）發生螢光，此種性質稱爲放射性，具有放射性之元素稱爲放射性元素。

自然界中存在有四十餘種放射性元素，共可分爲四種放射性系（*radioactive series*），即錒系、錼系、釷系、鈾系。錒系係從鈾-235開始，錼系自錼-237起始，釷系自釷-232開始，而鈾系從鈾-238開始。此每一系之元素，都經過一連串α及β粒子，其最後生成物均爲一安定之鉛同位素。其一般性如下：

1.放射性元素之放射強度，與實含放射元素之多寡成正比，而與其爲單體或化合物時無關。例如溴化鐳含鐳之量，若等於金屬鐳之量，則其放射強度相同。

2.放射性元素之放射強度與溫度之變化無關。例如鐳恆以一定之速率放射能量，固不論其浸入液體空氣中，或在電爐中加熱。故放射性與普通之化學作用迥異。

3.放射性元素之放射性，有繼續多年而不顯衰減者，亦有迅速衰減者。此種放射變化爲不可逆。

天然放射性元素都是重原子量之元素，而位於週期表最後一列，其核之不穩定性是導致放射性之主要原因，此等元素之原子核的構造極爲複雜，在重原子核中，組成粒子間存在之繁雜關係，引起了自然放射，結果核質量逐漸減少。

【放射性同位素】（Radioisotope;Radioactive isotope）

十九世紀英人道爾頓（*Dalton*）提出他的原子理論說："相同的元素，所有的原子都是相似的"。這個理論維持了一百年之久沒受到任何懷疑，直到英國化學家索第（*Soddy*）實驗歸納出："氖元素有兩種不同的原子，這兩種原子化性相似，原子量卻不一，一種爲20，另一種爲22。"，於是他就創出同位素（*isotope*）這個字來描述一種、兩種

甚至多種原子序（*atomic number*）相同，而原子量（*atomic weight*）不一的原子。

所謂放射性同位素就是不穩定或含放射性質的同位素，這些同位素能夠自然而然地發出輻射。現在有許多的放射性同位素是將適當的金屬靶放在核子反應器內，由中子撞擊而製造出來的。也有許多的放射性同位素能夠更滿意地由質子、重氫原子核（*deuteron*）或其他高能粒子轟擊造成。如此造成的便叫做人造放射性同位素。

放射這個程序非常特別，它不受溫度、壓力這些因素的影響，故可用來控制化學反應的速率。因放射而衰變的速率僅受到衰變原子核構造不同的影響。每一種放射性的同位素都有它自己的半衰期（*half-life period*），所謂半衰期就是原子的數目衰變到它原有的一半所需要的時間。因原子的不同，半衰期有從幾分之幾秒到好幾百萬年的。

大部分人造放射性同位素的半衰期都比較短，使得此種同位素在兩方面有很廣的用途。第一，用很少量的放射性同位素就可獲得大量的分裂產物，這是由於任何一種放射性的原子每秒鐘分裂的數目與半衰期成反比。第二，經過十個半衰期後，每秒鐘分裂的數目降至原先值的$\frac{1}{1,024}$，此時放射物質的含量是如此的微小，以致可以省略不計（圖8—63，注意曲線的遞減）。

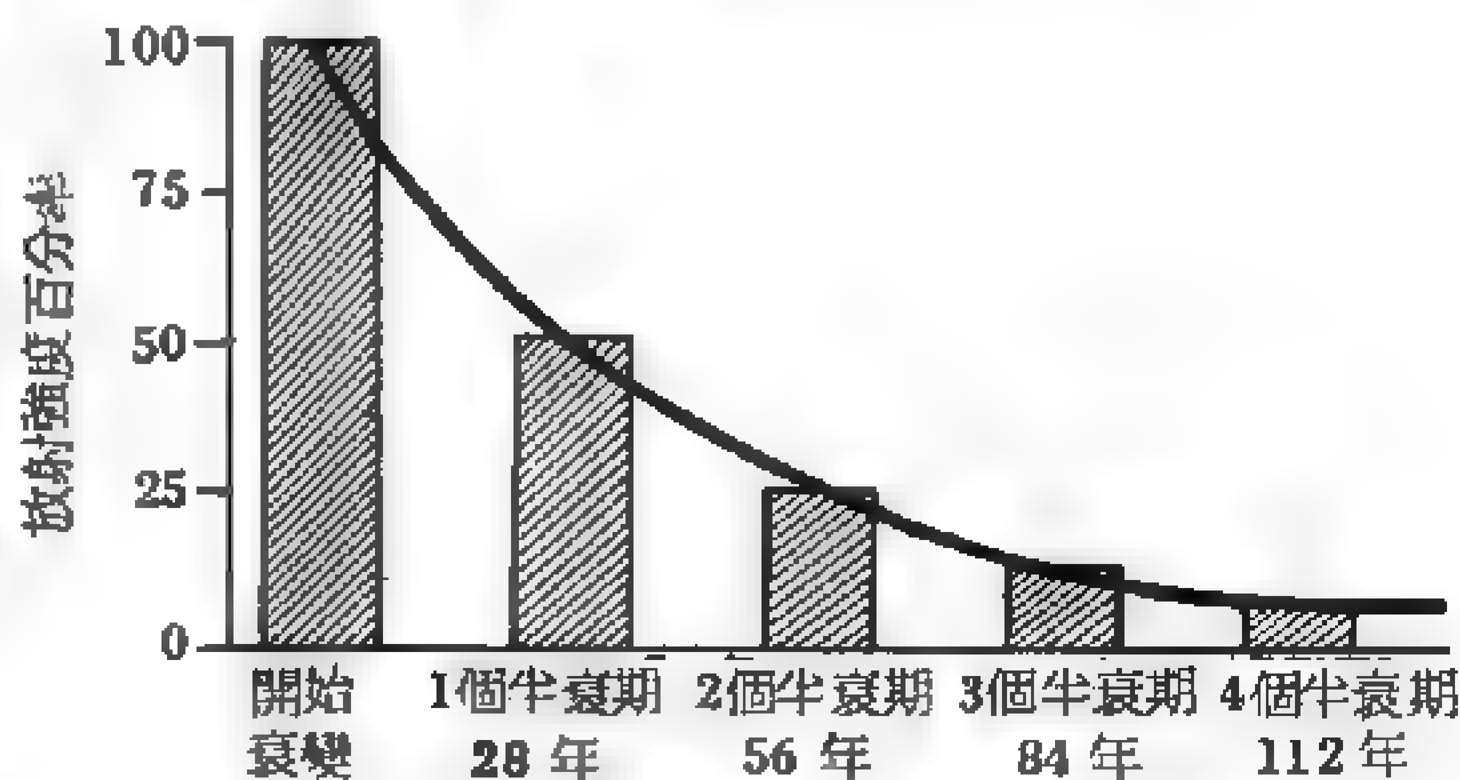


圖 8—63
鍶－90的半衰期圖形

放射性同位素在使用方面，有四個重要的性質：

1. 利用輻射線追蹤物質。當一個不穩定之原子核在衰變時，就會放出可被偵

測得到的輻射線。這些輻射線通常包括γ射線或β粒子。所以我們用一偵檢儀就可偵檢出這些原子的位置。利用放射性同位素，追蹤正在被處理物質的方法，就叫示蹤劑技巧。

2.輻射線有穿透物質的本領，穿透的程度如何，與這個物質的密度、厚度和射線本身之能量有關。這個性質，使我們能用放射性同位素來量厚度，找出金屬鑄型中的洞窟，檢驗焊接情況，照出隱蔽物的影像。例如，人體中的骨骼和密封住的物品。

3.高能的輻射線可以殺菌和除蟲；因此，放射性同位素可用來消毒食品和物質。這種放射能可用來催化化學反應，也可作為觸發化學反應所需的能量。

4.從不穩定原子核放出來之射線，具有甚高之能量，當α粒子、β粒子或γ射線被物質所吸收時，它的能量變成熱能，只要用一熱偶器，即可把此熱能轉化成電能。利用此一性質，我們就可將放射性同位素作為照亮警標的能源，且可操縱無人氣象站，以及作其他重要的工作。

在使用放射性同位素時，一旦誤用則可能對身體有危險。對身體危害的情形，可分外部照射及內部照射。

1.外部照射即指β射線或γ射線等由體外照射。這可遵守三原則來防止：

(1)把人體和線源的距離保持最遠。

(2)適當地配置阻遮物。

(3)盡量縮短照射時間。

α射線或低能量的β射線，只要用橡皮套即可防止，普通程度的β射線也只要用數毫米的玻璃即可防止。

2.內部照射即放射物質經呼吸、飲食及傷口等侵入體內。半衰期長，能量大，不容易被排泄者就很危險。因此在法律上有限制放射性同位素的使用，以預防因放射性同位素而產生的放射線傷害。

放射性同位素之工業應用有：

【 I 】流速、運輸量及分配型式之測定

1. 測礦砂滲出量、工業廢料量及流進河、湖、海之流量。
2. 測固體顆粒之流量。
3. 測在種種不同的石油精鍊和加工步驟中的流量。
4. 測汽車排除廢氣的速率。
5. 分析氣流通過空氣過濾器後之狀況。
6. 研究海水浴場之岸邊的砂流情況。

【 II 】滲漏偵測

1. 指出油井外殼之滲漏部位。
2. 檢驗用來暫時儲存石油的廢棄石板坑洞的鬆緊程度。
3. 檢視在熱能交換器中蒸氣交叉處可能之滲漏。

【 III 】磨損度之研究

1. 測度在農場所用機器裏之發動機一齒輪箱中滾軸之磨損度。
2. 測汽車後燈開關的壽命。
3. 測水力發電廠中，水對渦輪葉片之腐蝕磨損度。
4. 測各種類型地板臘之磨損阻抗。
5. 測冰箱壓縮機中之活塞環的磨損度。

【 IV 】同位素稀釋分析

1. 測石油液體在去硫過程後之含硫量。
2. 在製藥過程中，對維他命 B_{12} 和維他命 D 作常規性的化驗。
3. 在用開爐法煉鋼時，可測出鋼中之含硫量。
4. 測在鍍鉻液中之硫酸濃度。
5. 測蜜蠟在牛奶和橘子汁中之溶解度。

【 V 】在研究及發展上之應用

自示蹤劑法之四個特性所導出之用途可標誌出某些原子的能力：

1. 檢驗流動中之鋁液。
2. 指示出被馬達打入油井或氣井中之物質的部位。
3. 測出工業混合料之效率。

【Ⅵ】微量物質之檢驗

1. 測清潔劑之洗滌效率。
2. 測氧化鍶之蒸氣壓。
3. 可跟隨水銀燈中水銀之移動。
4. 可測出紡織品之多色印花機染料的污染。

【Ⅶ】對物質之非破壞性定位

1. 測出在眞空管部位二氧化碳之吸收狀況。
2. 研究機翼部位之蜂巢架構處的金屬表面結合情形。
3. 測發動機內，燃燒剩餘物之聚積情形。

【Ⅷ】對不可即物質之偵測

1. 量發動機中活塞環之轉動。
2. 鑑定自空氣壓縮器至空氣線路間之曲柄箱油。
3. 測木屑在紙漿蒸鍋機中之駐留時間。

【Ⅸ】在活化分析上之應用

1. 測在超高純度矽中之雜質量，諸如錳、銅、鎵等。
2. 量鋼中之含鈦量。
3. 測殘餘在玻璃中，原來加入作爲脫色劑之硒的多少。
4. 測煅鑄和翻砂之不勻度。
5. 測鋏粉中之含毒濃度。
6 研究轉動機械中損壞部分之結構。

【Ⅹ】在自動放射照相上之應用

1. 研究在鋯和鋯合金中，碳雜質之分佈。
2. 測金屬表面對水溶液中所含離子之吸收。
3. 研究鋼中所含碳在通過電流時之移動情形。

4.研究加硫（ *vulcanization* ）對合成橡膠中之硫分佈情形的影響。

【 XI 】化學工業和橡膠工業上之示蹤劑應用

1.酒精製造時之酸、烯比例。

2.牙齒對氟之吸收。

3.清潔劑對食品加工設備之污染。

4.在加硫過程時，硫和鋅之擴散進入橡膠合成物。

5.從鋼軌上將油去掉的效率。

6.清潔劑與纖維之相互作用。

7.漂浮劑與礦物之相互作用。

8.乾漆之作用狀況。

9.施用在馬鈴薯和洋葱上之乾燥劑的新陳代謝狀況。

10.對半導體物質之純化作用。

11.石油在去硫後之含硫量。

【 XII 】在冶金學上之應用

1.研究氫氣在金屬中之作用，當此金屬被應用到瓷器琺瑯質中之缺陷時。

2.研究腐蝕防止劑之作用狀況。

3.研究氧化薄膜中之水蒸氣含量。

4.研究各種金屬和合金與耐火結構之物質相互作用之情形。

5.研究鋼中之含硫量及其移動範圍。

6.研究清掃劑（ *scavergers* ）之作用型式及效率。

7.研究硫化氫對鋼鐵腐蝕之影響。

8.研究碳在鋼鐵合金及鎳在鋁、鎳合金中之擴散情形。

【放射性同位素發電機】（ Radioisotopic generator ）

利用放射衰變時所釋放出來的熱，直接轉化爲電力的低功率發電機

。這些發電機乃是利用熱電轉換機或熱離子轉換機，通常只產生幾瓦特的電力。也有些是利用靜電轉換機產生小電壓的。有時放射性同位素發電機也稱做原子電池組。

如果將一個放射性同位素發電機的外殼剝開，我們將發現它有四個主要的部分。第一部分爲外殼本身爲一個薄薄的金屬罐用來防止內部受到汚染通常並用來做爲散熱器。第二部分爲大量的輻射屏蔽物質，雖然這些有時對於發射α粒子的燃料並沒有必要。第三部分就是排列整齊的熱電元或是熱離子轉換體，用以把同位素衰變時所放出熱的一部分轉變爲電流。最後，在發電機的中心部分便是整個能量的來源即燃料套。大多數放射性同位素發電機的形狀均呈圓柱形，有如圖 8 — 64 所示。

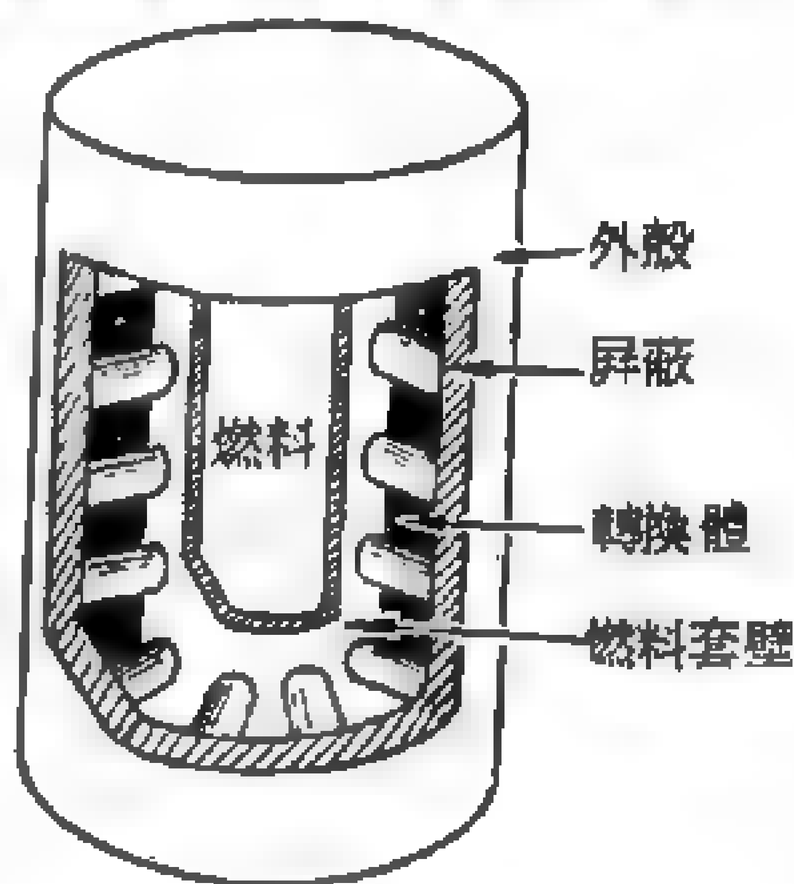


圖 8 — 64
放射性同位素發電機剖面圖

在裝置的時候，能量轉換體先圍著預爲燃料套所留下的空間，如果需要屏蔽，則將其包在轉換體的外層；外殼部分除留下最後放置燃料的缺口以外，其餘部分均予以焊接或是熔接好。當燃料套安放定位以後，最後才將外殼的缺口予以封好。如此發電機便可以用來從事試驗了。

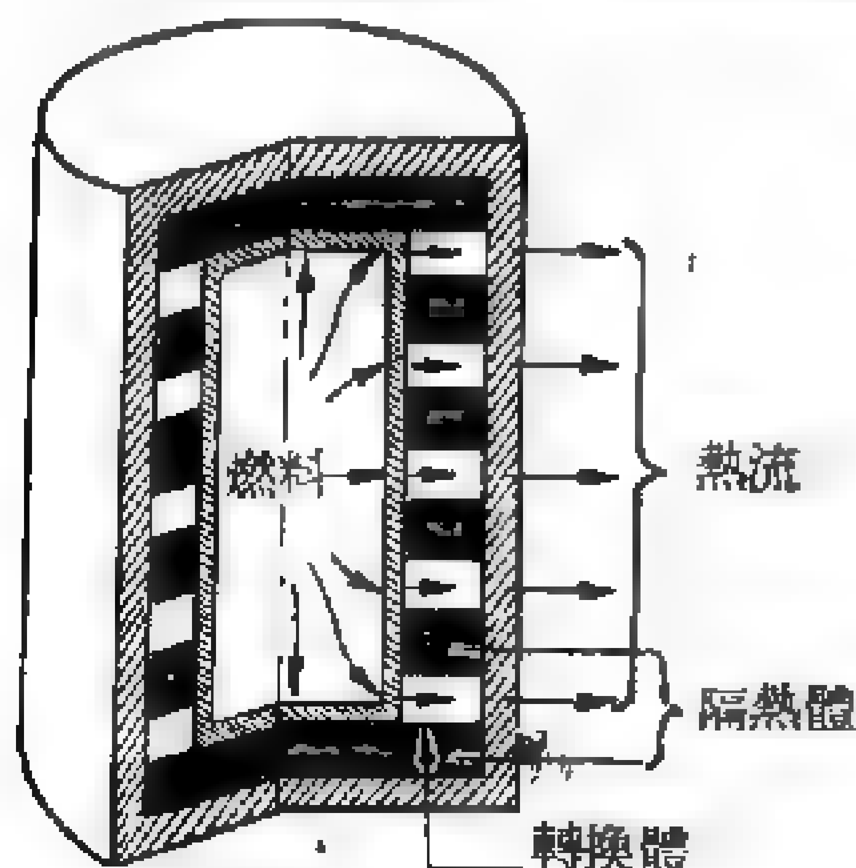


圖 8 — 65

幾乎所有由放射性同位素燃料衰變所放出的核子粒子均被燃料套所吸收，在吸收的過程中，快速的核子粒子與燃料套的原子相碰撞，而使它們動得更劇烈些，也就是說燃料套的溫度被提高了，亦即原先核子粒子的動能現在變成了熱能。圖 8 — 65 表示熱量如何由燃料套傳到能量轉換體的情形。如果在其間

加上適當的隔熱裝置將可以使大部分熱量送達轉換體。由發電機轉換體附近以及由頂部及底部所發散出去的熱量表示了無可挽回的能量損失。全部熱量當中只有百分之五到百分之十的熱量能夠轉度爲電流，其餘由燃料產生的熱能均集中到外殼，然後以輻射或是傳導的方式發散到周圍的空氣、水、土壤或是太空中去。

燃料的選擇(如圖8—66)對於發電機的好壞有莫大的影響。目前約有一千三百多種的放射性同位素可供選擇；選擇的過程就好像使用篩子過濾一般，如果某一同位素的半衰期小於一百天或是超過一百年，那它就要被第一個篩子給擋濾掉。如果再使用一個較精細的篩子發現某些放射性同位素的功率密度在每克0.1瓦特之下或是它具有危險的γ射線則這些同位素都得拋棄掉不用，如此經過這兩道手續以後只剩下了三十種有希望用做爲燃料的同位素留了下來。在這三十種同位素裏面，原子能委員會將生產重心放在八種放射性同位素上，這些燃料，有如下表所示，具有最佳的性質，同時製造起來也比較容易。

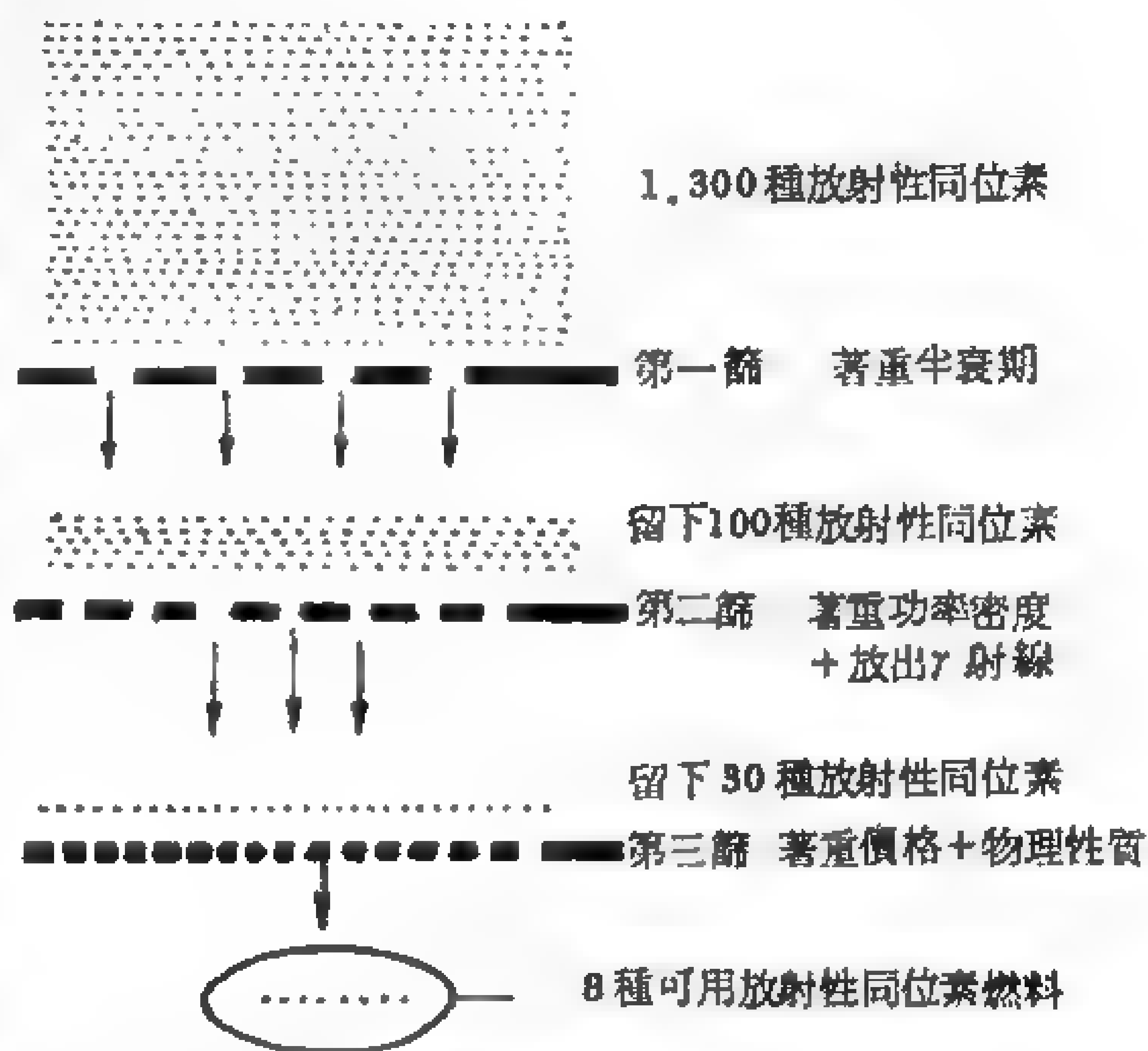


圖8—66　以過濾的方式選擇一最適當的燃料

下表首先所列的四種放射性同位素，均爲放射β粒子者，都是由核子燃料再處理工廠所得到的豐富的分裂產物。後面四種則都放射α粒子，均必須從核反應器裏由人工方法予以製造。這樣一來α放射體就不如

分裂產物一樣的方便，但是它們比較容易屏蔽，而且功率密度也很高。

實用放射性同位素燃料

放射性同位素燃料	半衰期(年)	最初功率密度(瓦特/克)	熔點(攝氏)	主要輻射
鍶 -90	28	0.93	770	β，少許γ
銫 -137	30	0.26	28	β，少許γ
鈰 -144	0.78	25	800	β，許多γ
鉕 -147	2.5	0.36	1,300	β，少許γ
釙 -210	0.38	141	254	α
鈽 -238	89	0.55	640	α
鋦 -242	0.45	121	950	α
鋦 -244	18	2.8	950	α

【放射性沾污】(Radioactive contamination)

由於放射性材料的積存會傷害人體、破壞實驗，或使物品、設備在某種用途上不適用或不安全。不需要的放射性物質的存在或用過燃料處理工廠鍋壁上的放射性材料，或放射性材料滲漏到反應器中的冷卻劑都是放射性沾污。

【放射性衰變產品】(Radioactive daughters)

在核分裂的過程中，重原子如鈾或鈽，能以40種或更多的方法分裂，產生70種到90種不同的放射性產物。這些產物皆會放射蛻變而變成另一種放射性物質，稱爲放射性衰變產品。因此核分裂能產生200種放射性物質。原始產物(*primary products*)與衰變產品(*daughters*)兩者，通常稱爲分裂產物(*fission products*)。

【放射性強度】(Intensity of radioactivity)

詳閱"放射性單位(*Radioactive unit*)"條。

【放射性發光】(Radioluminescence)

由放射性物質之輻射所引起的可見光；例如從含有鐳（*Ra*）和硫化鋅（*ZnS*）結晶之有光澤的油漆所放射出來的光就是，這是由於鐳所放射出來的 α 粒子撞擊硫化鋅結晶所發出的光。

【放射性單位】（Radioactive unit）

放射性物質能連續放射放射線，其單位爲居里（*curie*）。任一放射性物質，如每秒放射 3.7×10^{10} 個 α、β 粒子或 γ 光子，則其強度稱爲一居里。其千分之一則稱爲毫居里（*millicurie*）簡記爲*mc*；其百萬分之一則稱爲微居里（*microcurie*）簡記爲 μc。另一單位稱爲倫琴（*röentgen*），倫琴是指使一立方厘米之空氣在標準狀況下，產生帶一靜電單位電荷之離子之放射能，或一克空氣吸收 83.8 爾格之能量而言；倫琴簡記爲 *r*。居里單位乃指放射性物質之放射強度，與倫琴指放射性所引起之效應而言不同。

【放射性碳】（Radio carbon）

在自然界中，除了常見的碳外，也存在著放射性碳，它是上部大氣層中的氮，在來自宇宙空間射線的作用下形成的。

空氣中的放射性碳跟普通碳一樣，它先和氧（O_2）作用，生成一氧化碳（CO），再進入植物和動物的體內。放射性碳的壽命比起鈾來要短得多，每經過 5,700 年，它的一半就要變成別的元素。

平時，空氣中放射性碳的含量是不變的，老的變化掉，新的又產生；而當植物或動物活著的時候，它們體內放射性碳的含量也是固定不變的。

可是生物死了以後的情形就不同，因爲隨著食物進入體內的放射性碳的供給停止了，原有的放射性碳便開始減少。經過 5,700 年，死去的生物體內的放射性碳只剩下一半了，經過 11,400 年就只剩下四分之一，科學家正是利用這一線索，揭開許多古代遺物年齡的謎。

物理學家從古代船隻上取下一塊碎片，把它燒成碳，放在容器內。

容器中有計數器，它專門測定放射性元素所放出的射線的次數。這時只要測出一克這樣的碳中所含放射性碳原子的數目，然後和新砍下的樹木燒成的碳中放射性碳原子相比較，就能很快的算出這古代船隻的年齡。因爲不論是新砍下樹木燒成的每克碳，還是新死去的動物骨頭中的每克碳，每秒鐘總是發生著12.5次變化。

【放射性廢料】(Radioactive waste)

放射性廢料的來源有四：

1. 開礦、磨礦、鈾料製造和燃料製造時的放射性，是由天然放射性同位素所產生的。

2. 核燃料受中子撞擊而分裂，產生分裂產物放射性同位素。

3. 非燃料物質受中子照射，產生活化產物放射性同位素，包括各種人工製成供其他用途的放射性同位素。

4. 上述三種放射性同位素的使用。

放射性廢料的類型及其處置方法

放射性廢料的類別	廢料的來源	廢料的形態	主要的放射性同位素	輻射類別	處置方法
天然放射性	鈾釩的開採	固態	鈾 -238	α，γ	堆置於曠野
		液態	釷 -230	α，γ	滲入地中
		氣態和塵埃	鐳 -222	α	飄散大氣中
	核燃料製造廠	固態	鈾 -238 鈾 -235	α，γ	除去污染
		液態（酸性）	鈾 -238 鈾 -235	α，γ	中和、濃縮；埋入地中
		塵埃	鈾 -238 鈾 -235	α，γ	通風過濾後排於大氣中

放射性廢料的類別	廢料的來源	廢料的形態	主要的放射性同位素	輻射類別	處置方法
分裂產物放射性	核燃料受照射和處理	固態（人為使之變成固態）	鍶-90 銫-137	β β，γ	裝在容器裏，長久置於曠野或土中（～600年）
		液態（除去鍶和銫）	鎝-99 釕-103 鈰-144	β β，γ β，γ	存置於罐中數年後再就地加以固化
		氣態	碘-131	β，γ	與化學藥品作用，變為固態沉澱，如碘化銀
			氪-85	β，γ	排到大氣中
活性化產物放射性	反應器運轉時各種材料受中子照射	固態	鋁-28 鎂-56	β，γ β，γ	包裝後埋於地中
		液態（溶於水中）	鈷-58	β^+，γ	蒸發或加以"離子交換"處理再把殘渣埋入地中
		氣態	氮-16	β，γ	等它衰變後（半衰期很短）再排至大氣中
	製造同位素	固態	鈷-60	β，γ	沒有利用價值後埋入土中（半衰期頗長）
			磷-32	β	保存著使之衰變至安全程度（半衰期很短）

【放射性廢料的處理】

放射性廢料的種類與性質各有不同，一般都無概括性的處理方法。

然而，廢料的處理過程尚可類分爲貯藏和釋放至周遭環境中兩種（參閱上表）。

1. 貯藏

放射性廢料能夠安全貯藏在受永久管制的保留地方，但是若不先加以濃縮，那麼我們所需要貯藏的廢料容積就太大了。即使是高度放射性廢料，也可以加以濃縮或變成固態後，長期地貯藏起來。放射性廢料的永久貯藏，只有較大的核能工廠，例如，利用反應器製造化學藥品的同位素製造工廠與核能發電廠，才需要施行；規模較小的核能工廠，僅需要暫時貯藏放射性廢料。惟兩者的處理手續與其所依據的原理，大體上是一致的。放射性廢料的貯藏所，應設在控制區內。

貯藏液體或固體放射性廢料的設備，常受到許多限制。因此，爲了安全起見，裝廢料的設備，應規定其最大的安全載重量。良好的訓練與管理，是使廢料減至最少的兩個要素。當處理與貯藏設備時，愈愼重愈好。下列是應留意並遵循的事項：

(1)標明廢料的貯藏所並記錄之，擔保貯藏設備不會超載。

(2)使用貯藏設備的有關工作人員，應穿著規定的防護衣物，並佩帶膠片佩章。

(3)定期實施體外輻射與污染的檢查。

(4)定期檢查液體貯藏容器，以嚴防隙縫。

(5)所有的貯藏設置，均應貼上規定的標籤。

2. 把放射性廢料釋放於周遭的環境

爲了完成這項工作，應先把放射性廢料充分稀釋，使它的最大濃度，不至於直接或間接地危害周遭群衆的身心健康。在處理廢料期間，這項稀釋工作可分別在兩個階段達成。其中之一是在釋放前完成；另一個階段則在釋放後因自然現象而達成。稀釋的程度並不那麼容易估定。因爲有許多生態學上的因素，估使稀釋過程趨向逆行，以致不能獲得預定

的稀釋濃度。

在輻射工作區域內常有所謂氣體廢料的處理。這些氣體廢料是得自於放射性氣櫥或屏蔽密室。一座放射性同位素製造工廠，或一間處理放射性物質的實驗室，為了排除充分稀釋的廢氣到大氣中，常附建一根裝有濾器的排氣大煙囪。經稀釋的廢氣應以不害人畜的健康為限，處理液體放射性廢料時，我們應遵循下列三項準則：

(1)處理液體廢料之前，先加些適量的清潔液體，以降低廢氣的濃度。在某些場合，用化學的提煉法（或樹脂交換法），也能稀釋液體廢料。

(2)釋放液體廢料時，應每隔一段時間釋放少量的廢料。

(3)把廢料釋放於河海中，就可獲得最大的稀釋濃度。但卻污染了河水與海水。因此，在行事時，務必慎重，而確保其污染程度不足以危害一般群衆。

處理固體廢料時，也有以下三種主要方法：

(1)縮小固體廢料的體積——如果能防止放射性物質以氣體的形式散溢，就可焚化易燃的固體放射性廢料。這樣便可縮小廢料的體積。殘存的灰燼應慎重收集並處理。雖然如此，對於具有強烈放射性的固體廢料，或受了具有劇烈毒性的放射性同位素污染的廢料，就不可能施用焚化方法。但可改用包綑的方法。固體廢料的體積縱使相當龐大，一經過包綑方法處理後，也可被壓縮成極小的體積。經以上的方法處理過的固體廢料，就可有效地縮減其所佔的空間。

(2)埋藏法——經過焚化或壓縮等方法處理的固體廢料，或者一整塊未經處理的污染物體，為了便利起見，可以埋藏於適當深度的土中或海洋中。就陸地上的埋藏法而論，應先觀察埋藏處附近的地形、地勢與地質構造，以確保埋藏後絕不至於影響附近人畜的健康或農作物的生長。例如，附近居民日常引用的地下水源，絕不因廢料的埋藏而受到污染。埋

藏的深度，應以不使污染物散佈爲原則。一般的埋藏深度是2公尺。整個埋藏區應封鎖或管制，以防止任何未經許可的人員，擅自搬動污染物體，同時也要防止該區域附近的野生動物闖入埋藏區，帶走污染物。高度污染的物品，尤其是那些含有劇烈毒性的放射性物質，就切勿利用這種埋藏法處理。對於海洋中的埋藏法而言，就不需要有那麼多的顧慮。通常只要把安裝好的固體廢料，在保健物理人員的監督下，沉入適當深度的海中，記下沉放的位置，便算完成。

(3)暫時性的貯藏法——有些廢料，如果其中的放射性物質的半衰期非常短，就可把它擱放一段時間，等到放射性強度確已衰減到可用傳統方法處理爲止。

在應用以上兩原則時，必須要考慮到下列兩點：

1.分別考慮每種情況——在採取每一步驟之前，必須先考慮各種可能影響到廢料處置的因素。這些因素包括該放射性同位素的精確實驗數據，其化學程式和濃度，其排至外界的最大安全（可容許）濃度，和外在環境的特性等。然後才能選定最適當的處置方法，並詳細計劃操作準則。

2.核對結果——我們必須要能夠確定所採取的操作準則是正確的，因此就必須要經常地檢查我們所處理或排出之廢料的放射性之強弱。假如是外在環境的條件變了，我們的操作準則便要重新檢討，必要時就得修改。

【放射性濃度守則】（Radioactivity concentration guide）

某一地區的放射材料濃度在某一時間間隔後與輻射防護守則（*radiation protection guide*）中的劑量相等。這個由聯邦輻射議會（*Federal Radiation Council*）制定的名詞已取代了以往的最大許可濃度。

【放射定年】（Radioactive dating）

一種用來測量一物件或試樣之年齡的技術。如物件中所含各種放射性同位素或放射衰變產物的比例來決定。例如骨、木塊或其他考古物件，這些物品從開始起就含有從空氣中吸收的碳，由其中所含碳-14與碳-12的比例就可知其大概年齡了。

參閱"放射性碳(*Radio carbon*)"條。

【放射抵抗】(Radioresistance)

有些細胞、組織、器官或有機體，對於輻射之破壞作用，所具有的抵抗能力。

【放射治療學】(Radio-therapy)

詳閱"輻射治療(*Radiation therapy*)"條。

【放射計】(Radioscopy)

用放射線檢驗不透明物體。

【放射活化】(Radioactivation)

詳閱"活化(*Activation*)"條。

【放射突變】(Radiomutation)

由於輻射暴露，能使細胞或生物的後裔從其雙親的特性中作形狀上、本質上，或其他特性上的永久及可轉移的改變。這種改變就稱為放射突變。

參閱"輻射遺傳效應(*Genetic effect of radiation*)"條。

【放射捕獲】(Radiative capture)

一核捕獲的瞬發結果是只放出電磁波，例如當一核捕獲一中子而放出γ射線。

【放射原子核類】(Radionuclide)

一種具有放射性的核類。在地球上仍有可利用的存量之放射原子核類，如下表所示。

母原子元素	子原子產物	半衰期(年)	衰變的形式
鉀-40	氬-40	1.3×10^{9} (總共)	電子捕獲
	鈣-40		貝他衰變
釩-50	鈦-50	$\sim6\times10^{15}$ (總共)	電子捕獲
	鉻-50		貝他衰變
鉫-87	鍶-87	4.7×10^{10}	貝他衰變
銦-115	錫-115	5×10^{14}	貝他衰變
碲-123	銻-123	1.2×10^{3}	電子捕獲
鑭-138	鋇-138	1.1×10^{11} (總共)	電子捕獲
	鈰-138		貝他衰變
鈰-142	鋇-138	5×10^{15}	阿伐衰變
釹-144	鈰-140	2.4×10^{15}	阿伐衰變
釤-147	釹-143	1.06×10^{11}	阿伐衰變
釤-148	釹-144	1.2×10^{13}	阿伐衰變
釤-149	釹-145	$\sim4\times10^{14}$	阿伐衰變
釓-152	釤-148	1.1×10^{14}	阿伐衰變
鏑-156	釓-152	2×10^{14}	阿伐衰變
鉿-174	鐿-170	4.3×10^{15}	阿伐衰變
鎦-176	鉿-176	2.2×10^{10}	貝他衰變
錸-187	鋨-187	4×10^{10}	貝他衰變
鉑-190	鋨-186	7×10^{11}	阿伐衰變
鉑-204	汞-200	1.4×10^{17}	阿伐衰變
釷-232	鉛-208	1.41×10^{10}	$6\alpha+4\beta$
鈾-235	鉛-207	7.13×10^{8}	$7\alpha+4\beta$
鈾-238	鉛-206	4.51×10^{9}	$8\alpha+6\beta$

【放射衰變】(Radioactive decay)

放射衰變是指由一個核種自身逐漸崩壞而變成另外一個不同的核種，或不同能階的相同核種之自發變化。衰變的結果減少了原有的放射性原子數目，其過程包括從原子核放射出α粒子、β粒子(或電子)或γ射線；或核捕獲，或將電子從軌道中驅出；或分裂。這是一種無定則的過程。但實驗已證明，衰變速度與所含活性原子數成正比，即A(蛻變／分鐘)$\propto N$(原子數)，改寫為$A=\lambda N$

或

$$-\frac{dN}{dt}=\lambda N \qquad (1)$$

λ為比例常數又稱為衰變常數，為時間單位的倒數，隨衰變原子核而異。另一簡單表示之形式為：t時間的原子數N_t與最初(即$t=0$)的原子數N_0間之關係。

設$t=0$，$N_t=N_0$，積分(1)式得：

$$N_t=N_0e^{-\lambda t}$$

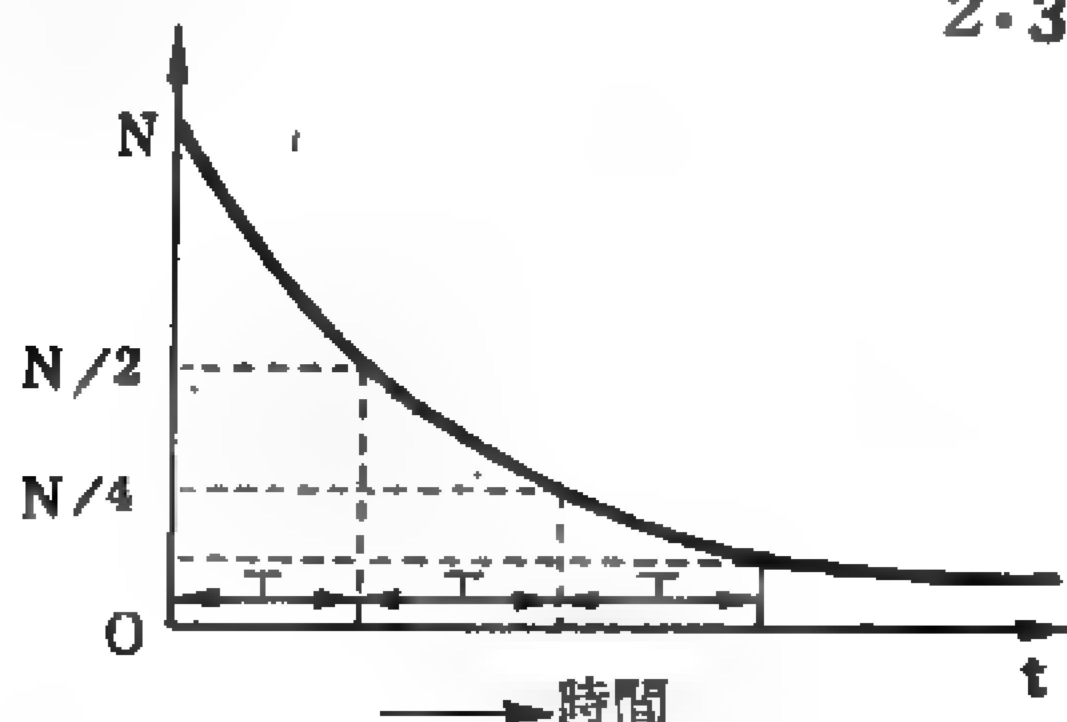
或

$$logN_t=logN_0-\frac{\lambda t}{2.3} \qquad (2)$$

$$A_t=A_0e^{-\lambda t}$$

亦可寫為

$$logA_t=logA_0-\frac{\lambda t}{2.3} \qquad (3)$$



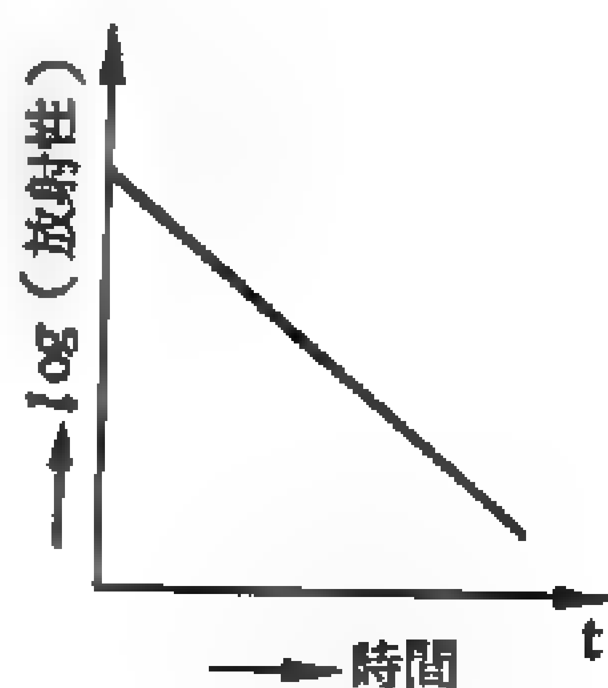


圖 8—67 放射衰變圖線

如圖 8—67 所示。

方程式(2)可用來證明放射性原子數衰變至其現有數目的一半所需時間爲一常數。如 20,000 個原子衰變成爲 10,000 個原子所需時間爲 1 小時，剩下 10,000 個原子的一半會在第二個小時內衰變，再剩下的 5,000 個原子的一半，會在第三個小時內衰變，這種百分之五十發生衰變所需之時間，稱爲原子核的半衰期（*half-life period*）。由方程式(3)可求得其 50%的衰變。

$$\frac{A}{A_0} = 0.5 = e^{-\lambda t_{1/2}}$$

$$e^{-\lambda t_{1/2}} = -2.303 \log 0.5 = 2.303 \log 2$$

$$= 0.693$$

$$t_{1/2} = 0.693/\lambda$$

$$\lambda = 0.693/t_{1/2}$$

【放射敏度】（Radiosensitivity）

表示細胞、組織、器官或有機體對於輻射之破壞作用的相對感受度。

【放射雲霧】（Radioactive cloud）

由於核爆使得大氣中的大量空氣和蒸汽都帶有放射性碎片，這些空氣和蒸汽就稱爲放射雲霧。

【放射源】（Radioactive source）

詳閱“輻射源（*Radiation source*）”條。

【放射落塵】（Radioactive fallout）

詳閱“落塵（*Fallout*）”條。

【放射與健康】（Radioactivity and health）

核分裂產生大約 200 種左右的放射性元素。因爲核爆炸產生的落塵

，足以對人類構成傷害的元素，僅僅是其中的少數而已。一核種是否危害人體，取決於下列諸因素：

1. 產生的量——很明顯地，核種的量愈小，危害人體的程度也愈小。大部分由分裂產生的原子，其原子量從 80 ～ 108（鍶-90在此組內）或從 126 ～ 154（銫-137、碘-131 在此組內）。

2. 放射半衰期——一核種的半衰期，是蛻變至其原有原子數的一半所需的時間。半衰期短的核種，幾乎都分佈於地域落塵與對流層落塵中（此兩種落塵很快降落於地面）。在極區試爆，分裂產物停留於平流層的時間較短，所以半衰期適中的元素，如鍶- 89 其半衰期為 51 天，在對流層落塵中，亦顯得非常重要。平流層落塵（降至地面較慢的落塵），以半衰期較長的核種較為重要。

3. 傳遞至人體內的效率——核種進入人體的途徑，隨此核種的特性，及其污染的情況而改變。例如在落塵產生的很短時間內，有些放射性鍶，就直接堆積於人類所食用的植物上。在此種情況下，人吃了這些植物，就將放射性核種帶入體中。再如植物從土壤中吸收養分，將放射性核種吸收，此植物被動物吃了，人再食用這些動物，如此間接的傳入人體內。但是各種土壤、植物、動物與人對於吸收各種核種的能力不同。例如某些稀土金屬，雖然經常由核分裂產生，但因人與動物的胃消化道，對其吸收率很低，所以這些元素傳遞至人體內的效率很低。未分裂的鈾與鈽，也很難被吸收。

4. 人體內新陳代謝作用——人體吸收體內放射性核種所放出的放射性劑量，直接與此核種在體內的持續時間成正比。鍶- 90 與鈣一樣，堆積於骨骼中，排出體外需一段很長的時間，因此其所產生的危害，比銫-137 要來得厲害。銫-137 與鉀一樣，堆積於軟的組織中，且能很快的排出體外。

如果放射性核種集中於某一組織，則其所產生的危害將增加。譬如

在體內的碘 - 131 皆集中於喉嚨。

綜合上述幾種因素，核武器試爆產生的落塵中，足以危害人體的幾種放射性元素爲碘 - 131、鍶 - 90、鍶 - 89、銫 - 137、碳 -14等。

核爆炸所產生的放射性物質，經過一連串的過程，爲人體所吸收，通常我們用多種不同的單位來表示。爲了使這些單位的相互關係更爲明白起見，我們以鍶-90爲例，用一系列的圖表來說明，圖 8—68 爲過去試爆所產生鍶-90的量。

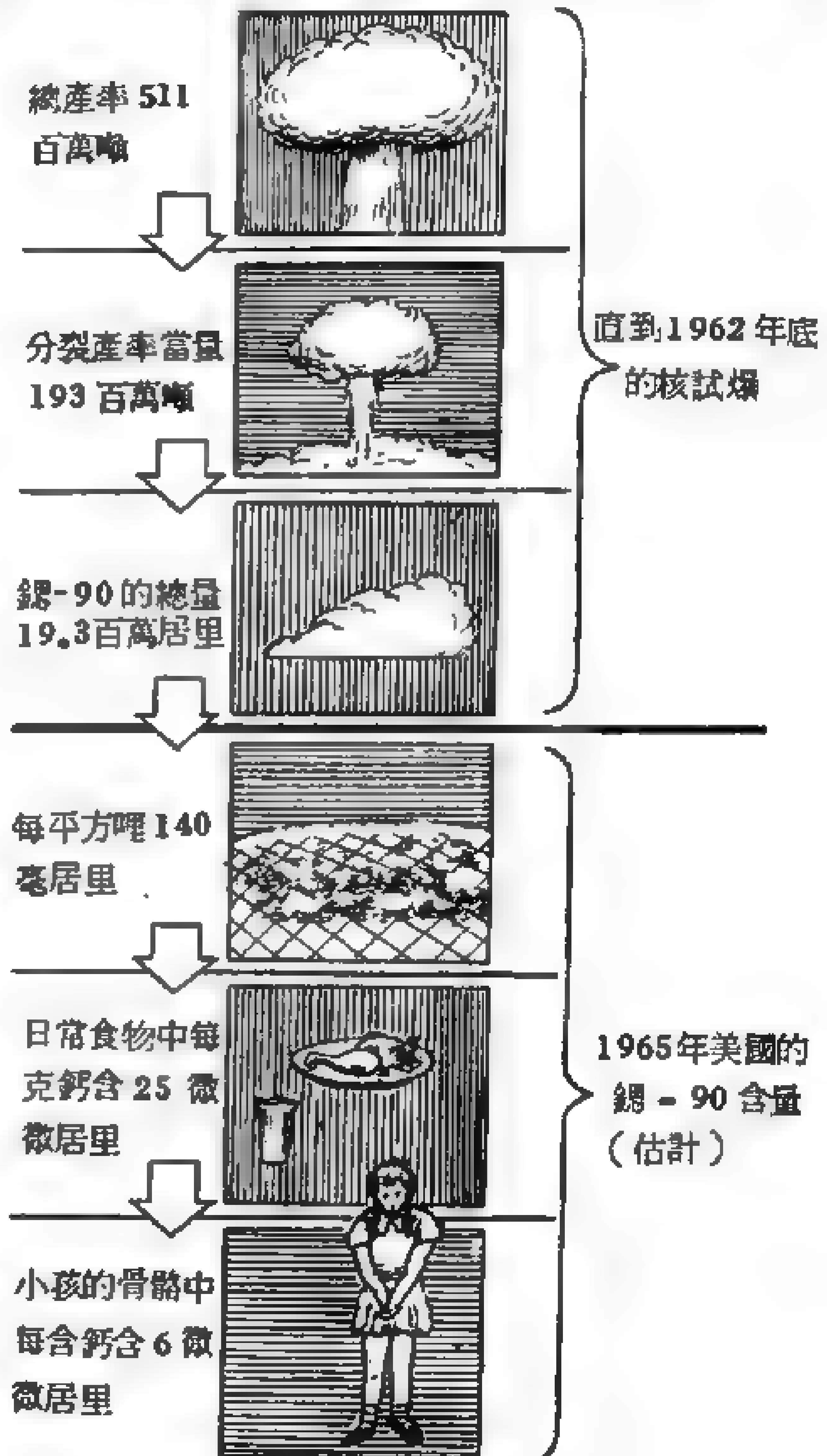


圖 8 — 68
這些關係主要用來說明所用到的單位，
以及在某種情況下隨時間改變的情形。

爆炸產率是以相當於多少噸的 *TNT* 黃色炸藥所產生的威力來表示。在 1962 年簽定核禁試條約（*Test-Ban Treaty*）之前，所有核子武器爆炸的總產率，據估計大約 511 百萬噸。

核分裂產生一百萬噸能量所放出分裂產物的總量，稱爲一百萬噸分裂產率當量（*fission yield equivalent*）。但是核子裝備產生的能

量一部分是由熔合而來，所以分裂產率（*fission yield*）事實上較總產率（*total yield*）爲低。因此在簽定核禁試條約之前爆炸的總產率爲 511 百萬噸，而分裂產率僅僅 193 百萬噸而已。

放射性物質的量以居里（*curie*）來量度。居里是表示放射性物質蛻變並放出 α 或 β 粒子的速率。一居里原來的定義是：在一克的純鐳中，每秒原子的蛻變數。但目前定義爲每秒能產生 3.7×10^{10} 次蛻變的放射性核種的數量。百萬噸分裂產率當量，估計能產生十萬居里的鍶 - 90。到 1962 年底核試爆產生 193 百萬噸的分裂產率當量，因此大約產生 19.3 百萬居里的鍶 - 90。

鍶 - 90 降落於地面的量，是以每平方哩有多少毫居里來表示，1962 年核禁試條約簽定之前，核試爆總共產生 19.3 百萬居里的鍶 - 90。這些鍶 - 90 最後降落於地面，美國在 1965 年測量出平均每平方哩有 140 毫居里的鍶 - 90。

在食物或人體的骨骼內，鍶 - 90 的量是以每克鈣含有多少微微居里來表示。1962 年底以前的試爆，使得美國於 1965 年日常食品中每克鈣大約含有 25 微微居里的鍶 - 90，在小孩骨骼中，每克鈣含 6.0 微微居里的鍶 - 90。

【放射塵】（Radioactive dust）

因核子爆炸所產生的落塵。在 1957 年時，全世界都對核彈試爆的放射塵危害非常關心。

當一原子彈被爆發後，放射性分裂產物被帶至天空，幾星期或個把月以後，便會被雨雪沖回到地面的泥土裏。若是氫彈的話，其放射性物質會被帶到同溫層中，可能在同溫層中迴旋好幾年之久，然後緩緩地回到對流層再被雨雪沖回地面。同溫層不啻一巨大的放射塵儲藏庫。

當然，從氫彈中把氫轉變成氦，其本身並沒有分裂產物。分裂產物是由於引發氫氦反應的原子彈而來。此外，用以增加氫彈威力的鈾殼，

也增加了分裂產物的落塵量。

最可怕的分裂產物是鍶－90（*strontium*-90），其半衰期長達二十八年。當鍶－90進入人體後，會附著於骨骼上代替了一部分的鈣，過多的鍶－90會引起骨癌或白血球過多症（*leukemia*）。

落在土壤中的鍶－90如被沖入水井時，可能爲人類取飲。若爲土壤中的植物吸收，或爲人類食用，或被牛食用以後進入牛奶。事實上，原子彈試爆開始以後，今天世界上的每一個人之骨骼中，可能都帶有少量的放射性鍶－90，不過原子能委員會堅持迄今還沒有人吸收到足以危害健康的鍶－90的放射劑量而已。

【放射線】（Radio ray）

放射線在廣義方面是包括X射線及原子反應時放出的各種射線，及宇宙線（*cosmic ray*）等。由於放射線會使生物的細胞發生變化，如受太多量，將有不良的傷害。下表爲放射線的性質：

放　射　線　的　性　質

性　　質	α射線	β射線	γ射線
射到螢光物質時	發出螢光	發出螢光	發出螢光
射及照相底片時	會感光	會感光	會感光
透　過　力	小	中	大
通過電場、磁場時	略會轉彎	會大轉彎	不轉彎
使氣體電離的能力	大	中	小

【放射線與人】（Radioactivity and man）

原子能（*atomic energy*）被期待成爲將來的能源，各國都正在開發著。然而要原子能完全服馴於人類替人類工作，必須克服放射線對人體障害的問題。放射線的障害可大別爲兩種：(1)如白血病、癌等只終於一代稱爲身體的障害。(2)影響到子子孫孫的，稱爲遺傳的障害。在美國早在原子彈製造開始時就同時開始了這一方面的研究。此研究牽涉到統計學、物理、化學以及生物、醫學之廣，同時做此種研究時先須注意

到的事是人類還沒有進入原子能時代以前所受放射線的總量。當放射線通過生物體組織時給於細胞的能量。當放射線通過時，就和構成細胞的原子碰撞，激發或電離原子，放射線就因此失去了能量，而細胞就受了擾亂。當原子被電離時雖然是短時間，但會產生離子對（ *ion pair* ）。放射性物質射出各種放射線透過生物組織的程度以α射線的透過力最小，生物組織中的徑跡不超過 0.1*mm*。 β射線雖然和α射線一樣直接引起電離，但它比α射線的透過力大。但在物體內的徑跡很少超過 0.2 *mm*。 同一能量的α及β射線比起來，沿徑跡所出的電離密度是α射線大很多。γ射線不是帶電離子，因此它和物質的作用很間接只有原子周圍的電子吸收γ射線的能量以高速射出而這些電子才電離物質。一次γ射線的減衰很小，因此γ射線可以進入生物體深部，將該部原子的電子彈出，這些電子就在發生點短距離的範圍內失去能量。α射線沒有明白的所謂徑跡。X射線和γ射線的性質相同。

這些放射線的放射線量，平常用雷得（ *rad* ）爲單位。它等於每克物質吸收 100 爾格的能量的放射線量，可以適於任何一種放射線。還有一種叫侖琴（ *röntgen* ）的單位，這單位是表示X射線或γ射線照射的量，在特定的條件下在空氣中所產生的離子數來定義，因此需要和雷得分別使用。

由放射線給與組織的能量所產生的效果的程度，不一定因能量一樣而相同。它因放射線的種類、照射率及注目的生理效果的種類而不同。當需要加算二種以上的放射線對生物的效果時，必須規定所生效果程度比率。這種叫做生物的效果比 *rbe* 。 國際放射線防護委員會就爲了方便規定一定能量的X射線及γ射線爲標準的放射線，將α射線的*rbe*定爲 10。這就是說 0.1 雷得的α射線線量和 1 雷得的X射線線量產生相同的生物效果。

當受到有α射線β射線及其他種混合的放射照射時，爲了加算其效

果就用侖目（ *rem* ）爲單位。這是雷得及 *rbe* 的乘積。*X*射線及 γ 射線的 *rbe* 是1，因此對這種放射線雷得和侖目的數字相同。

由太古時代開始人類所受的放射線是自然的放射線。詳細的說即(1)宇宙線（ *cosmic ray* ），宇宙線是在地球外部有它的線源，主要的成分爲質子。這些和地球的大氣原子相碰撞變成次宇宙線（ *secondary cosmic ray*)後，降到我們身上。它是穿透力極強的放射線。其中含有介子、中子、帶電粒子、γ 射線等。(2)是含在大地房屋等環境物體中的自然放射性物質。很多放射性物質中特別要留意的是鈾系列及釷系列的物質，碳－14及鉀－40等。由這些物質放射出來且由體外照射時唯有 γ 射線是重要的放射線。如鉀、碳等構成人體的一部分，或如鐳-226等經食品在體內蓄積時就由組織內部受到照射。在這種場合，α 射線及 β 射線比 γ 射線更重要。

這些放射線源影響的程度決定於內臟的檢查。如前述，放射線障害中重要的有兩類是以白血病爲代表的身體障害，就推算骨髓上所受的能量。另一類的遺傳障害就推算生殖腺上所受的線量，並且需要分爲內部照射及外部照射討論。

因宇宙線中的帶電粒子的線量根據一氣壓中的空氣中每秒每立方厘米中產生的離子來計算。在中緯度高度0的地方其量爲 190～196 ，如換算成線量就成爲 28*m rem/year*。最近有人推算由宇宙線中子在高度0時的線量爲 20*m rem/year* 但這精確度不高 。總之由於宇宙線在高度0所受的線量約爲50*m rem*。這值隨高度的升高而急遽地增加 ，約每100*m*線量增爲兩倍。將來如超音速（ *supersonic*）飛行成普遍的交通工具，就要考慮對高空的宇宙射線線量。

在大地中鈾－238、釷－232及其崩壞生原子核鐳－226及鉀-40的含量隨場所之不同而不能一樣論斷。世界上也有特別的地方含有特別多的放射性物質。最有名的是在印度的*Kelala*地方的平均值爲 1,300

m rem/year 。

人有三分之二以上的時間在房屋內，因此建築物內放射線的線量程度也重要。此種線量隨建築材料而不同。一般而說木造房屋比水泥建築物的線量低。

要計算生殖腺或骨髓細胞的線量，須知道上述所說的空氣中的線量程度以外，在屋外屋內的時間的成分。屋外放射線透過屋內時的遮蔽效果，及由體的表面到所研究的內臟的遮蔽效果，都是在計算時必須考慮的因素。

空氣、飲水及食品含有很多種自然放射性物質。這些物質被取入體內後有的沉積在骨頭或軟組織。如鐳 - 226 和骨有親和性，因此對骨髓線量有重要的影響。體內的放射性物質的量隨地域及年齡而不同，平均值是 0.38 $\mu\mu c$ / *ga of ash* 。如前述內部照射線源重要的是鉀 - 40 及碳 - 14 。鉀元素中含有 0.012 %的鉀 - 40，而體中鉀量隨年齡不同，平均爲 0.185 %。由此所推算出生殖腺上的線量就得 20*m rem/year*，鉀 *X* 射線有 4*m rem/year*，但其中只有 2*m rem/year* 被身體吸收，剩餘的 2*m rem/year* 即透過體外。因此在混雜的電車可能受到他人的放射線照射。碳 - 14 是大氣中的氮原子核和宇宙線粒子的相互作用，時時刻刻都有生產。另一方面碳 - 14 就變成二氧化碳擴散到海洋而保持平衡。因此碳 - 14 及碳 - 12 的比時常是一定，即 120×10^{-18}，使每克碳元素每分鐘有14個碳 - 14崩壞。人之組織的碳含量爲 18 %，由此可以推算線量。

由自然放射線源所受的線量（*m rem/year*）

線　　源	生殖腺線量	骨髓線量
外 部 線 量		
宇 宙 線	50(20)	50(20)
由地面建築物來的放射線	50	50

線　　　源	生殖腺線量	骨髓線量
內　部　線　量		
鐳及釷系之元素	5	5
鉀-40	20	15
碳-14	1	2
合　　　計	126	122

上表表示，由上面所說，人由自然放射源所受的線量。表的值是世界的平均值。

進入原子能時代以前，我們還受了另外一種放射線。就是醫療用的X射線。從遺傳的立場來計算生殖腺受到的X射線的線量。討論這問題時個人被曝量的計算已失去了意義。以自然放射線源來說每人都無區別地受到放射線，但是醫療時只有受醫療的個人受到線量，且只有那病人將來有生孩子時才對遺傳的影響有意義。然而遺傳的問題也是集團全體的問題。因此我們將訂定遺傳線量的定義如下

$$D=\frac{\Sigma_j \Sigma_k \left(N_{jk}^{(f)} w_{jk}^{(f)} d_{jk}^{(f)} + N_{jk}^{(m)} w_{jk}^{(m)} d_{jk}^{(m)} \right)}{\Sigma_k \left(N_k^{(f)} w_k^{(f)} + N_k^{(m)} w_k^{(m)} \right)}$$

D ：遺傳有意線量。

N_{jk}：受到j種治療年齡k的病人。

N_k ：年齡k的全人口。

w_{jk}：受j種治療年齡k病人，將來可能生的孩子的預測人數。

w_k ：k年齡的人將來可能生的孩子預測人數。

d_{jk}：受j種醫療年齡k的病人所受的生殖腺線量。

$(f)(m)$：各表示女及男。

上面所說的遺傳有意線量，可以簡說是將30歲以下病人的生殖腺所受的總線量以30歲以下的全人口除的線量。如此算出的遺傳有意線量就可以和自然放射線生殖線量比較。

要算出這遺傳有意線量是一個很困難的工作。下表列出各國所得之數據。內於各國的醫療頻度，醫療技術的相違而當然有相異。最多是法國的 58*m rem/year* ，最小爲挪威的10*m rem/year* 。

因醫療所得之遺傳有意線量（ *m rem/year* ）

國名	遺傳有意線量
澳洲	16～25
丹麥	29
法國	58
日本	39
挪威	10
瑞典	38
瑞士	22
英國	14

以上是我們人類要進入原子能時代以前，所受的主要放射線量。到了原子能時代以後，放射線障害的問題變成嚴重，因此把這些量計算出來。我們需要銘記放射線對人類有利的一面也有有害的一面，來評價它的意義。

【放射標準】（ Radioactive standard ）

一具有放射性的試樣，通常有很長的半衰期，在此試樣中的放射性原子的形式和數目在某一時間是已知的。我們常常用這些試樣來校正放射線測量儀器或在不同的實驗室中做比較測量。

【放射學】（ Radiology ）

研究放射現象的學問。

【放射劑量】（ Radiation dose ）

以倫琴（ *rontgen* ）或者由倫琴導出的單位來量度的放射能量，便叫做放射劑量。

【放射醫學】(Radiology)

從事於利用各種類型的游離輻射在疾病之診斷和治療的一門科學。

【放射鏈】(Radioactive chain)

一個放射系。

參閱" 放射系 (*Radioactive series*) "條。

【放電】(Discharge; Electric discharge)

廣義的說，是指電失去電荷的現象。不過通常是指在絕緣的空氣中，相對的兩種物體，彼此增加所帶的正電或負電，破壞空氣的絕緣，經由空氣導電放出光或聲音的情形。一般有火花放電(*spark discharge*)與尖端放電(*point discharge*)。

【放電式燈泡】(Discharge lamp)

放電式燈泡有下列各種形式：

1. 碳極弧光燈 (*carbon ar.c lamp*)——用於探照、火車頭燈、放映等。

2. 水銀弧光燈 (*mercury arc lamp*)——亦用於探照、放映，此外尚用於藍曬、醫療、殺菌等等。

3. 放電管 (*discharge tube*)——如年紅管，靠氣體放電發光。欲得各種顏色須加各種氣體，青 ($A+Hg$)、黃 (N_2)、紫 (A)、橙紅 (Ne)、粉紅 (He)、全白 (CO_2)。

4. 螢光管 (*fluoresent tube*) —— 實爲低壓力水銀氣放電管，管內壁塗螢光物質，水銀放電管特別豐富之紫外線部分亦轉變爲可視光，故效率特高，每瓦發生更多流明 (*lumen*)，約普通白熱鎢絲燈泡之兩倍半至三倍。另一特徵，其全部光線近乎日光，故又名日光管。

【放電作用】(Discharge action)

高壓放電所生火花的作用，這種電流的特別狀態，卽放電作用，可簡述如下：

1. 火花呈鋸齒狀，或分枝狀，並爲藍紫色。

2. 火花飛越時，有輕微的爆炸聲發生。

3. 由其熱效應，火花能使空氣與煤氣或其他可燃氣體之混合氣體著火。內燃機中即利用之以點燃油氣。

4. 如人體觸及火花，肌肉即行收縮。

5. 空氣中的氧遇之，便會變成具有特殊臭味的臭氧，也就是說平常二原子的氧分子O_2便會變成三原子的臭氧分子O_3。

這些作用在閃電時均會發生，而且相當劇烈。故起電機之火花，可視爲小型閃電。由此可知，閃電發生時，雲層與地面或兩雲層之間，必存在著很高的電壓。

【放電電位】(Discharge potential)

又稱放電電勢，爲放電時正負兩端的電位差。

【放電管】(Discharge tube)

玻璃管中充以氣體，發生放電作用時即會產生各種不同顏色的光，如霓虹燈等是。

【放電器】(Discharger)

乃是電蓄積後，欲使其放電時所用之器械，其構造爲彎曲金屬棒二，各附一金屬球於其一端，他端用金屬片連之，使可開可閉，如剪刀然，柄用玻璃棒，使之絕緣，可以握執，設有蓄電之來頓瓶，欲使之放電，則以放電器之一球觸瓶外錫箔，次令他球接近於瓶上之金屬球，則瓶內外之電，亦循放電叉而漸相接近，終由兩球間突空氣而過，發爲火花，作爆聲而中和。

【明可士基】(Hermann Minkowski 1864—1909)

生於立陶宛(*Lithuania*現屬蘇俄)，爲數學家。明氏以研究相對論的數學方面而出名，爲愛因斯坦的特殊相對論特別提供四維空間的數學結構，於1907年在所著空間與時間(*Raum and Zeit*)一書中發表

。明可士基也研究數論及行列式論。

【明可士基力】(Minkowski force)

平均功率$\overline{P}$定義爲功ΔW被除以作功的時間間隔Δt，即

$$\overline{P}=\frac{\Delta W}{\Delta t}$$

應用功爲力與位移的乘積這定義，我們得到

$$\overline{P}=\frac{\vec{F}\cdot\Delta\vec{s}}{\Delta t}$$

在短時間的極限，這又變成

$$P=\vec{F}\cdot\vec{v}$$

這樣，以力$\vec{F}$施於物體使物體以速度$\vec{v}$運動的瞬時功率(*instantaneous power*)便是力與速度的乘積。

把牛頓第二定律推廣到高速運動系統的情況，我們取動量爲一空間矢量，$\vec{P}=m\gamma\vec{v}$，這空間矢具有三個空間分量。然後，我們將動量與能量合成一個四維矢，其分量是

$$p_1=p_x=m\gamma v_x \qquad (1a)$$

$$p_2=p_y=m\gamma v_y \qquad (1b)$$

$$p_3=p_z=m\gamma v_z \qquad (1c)$$

$$p_4=E/c^2=m\gamma \qquad (1d)$$

在牛頓第二定律中，方程式的空間部分把力連繫到動量的變化率。跟著這個樣本，我們問：動量的第四個分量的變化率等於什麼？能量的變化率就是功率，因此，從牛頓第二定律的相對論形式，我們推論所缺的第四分量方程就是功率等於能量的變化率，其形式爲

$$p_4=\vec{F}\cdot\vec{v}=\frac{d}{dt}(m\gamma c^2)$$

讓我們寫下牛頓第二定律的四個分量方程

$$F_x=\frac{d}{dt}m\gamma v_x \qquad (2a)$$

$$F_y = \frac{d}{dt} m\gamma v_y \qquad (2b)$$

$$F_z = \frac{d}{dt} m\gamma v_z \qquad (2c)$$

$$\vec{F} \cdot \vec{v} = \frac{d}{dt} m\gamma c^2 \qquad (2d)$$

在方程（1）中，質量爲m的粒子以速度$\vec{v}$相對於慣性坐標系運動，例如相對於實驗室坐標系。在這坐標系中，$\vec{F}$是作用於粒子的力，而t則是實驗室觀察者利用實驗室的鐘所測量到的時間。

我們希望把方程（2）變成一個協變的形式，在這形式中，每一個量都是一個四維矢，或者說，一個不變量在每一慣性坐標系中都有相同的意義。首先，我們注意到動量的第四個分量依照方程（1）並非是$m\gamma c^2$，而是$m\gamma$，因此我們先把c^2除方程（2d），然後把每個方程乘以γ（原因稍後便會清楚），從方程（2），得到

$$\gamma F_{x,y,z} = \gamma \frac{d}{dt} m\gamma v_{x,y,z}$$

又從方程（2d），得到

$$\frac{\gamma}{c^2} \vec{F} \cdot \vec{v} = \gamma \frac{d}{dt} m\gamma$$

倘若實驗室的鐘所測量到的時間是dt，在同一時間間隔內，若鐘在實驗室中運動，實驗室觀察者所測量到的時間便將是$d\tau$，兩者之間的關係爲

$$dt = \gamma d\tau \qquad (3)$$

如果我們不用實驗室的鐘測量，而代之以一組在不同慣性坐標系中的鐘，其中每一個鐘都位於粒子運動途徑上的不同位置，而且在某瞬時成爲粒子之固有的鐘。這樣上述方程便會變成一個較簡單的形式。時間τ將常爲瞬時的固有時間，亦即測量自一個相對於粒子爲瞬時靜止的鐘

的時間。

讓我們把 $d\tau$ 代以 dt ，從方程（ 3 ）得到

$$\gamma F_x = \frac{d}{d\tau} m\gamma v_x \qquad (4a)$$

$$\gamma F_y = \frac{d}{d\tau} m\gamma v_y \qquad (4b)$$

$$\gamma F_z = \frac{d}{d\tau} m\gamma v_z \qquad (4c)$$

$$\frac{\gamma}{c^2} \vec{F} \cdot \vec{v} = \frac{d}{d\tau} m\gamma \qquad (4d)$$

方程（ 4 ）與方程（ 2 ）非但在代數的處理上形式有所不同，而在意義方面也有著分別。方程（ 4 ）右邊的每一個量，若非依賴於觀察者的慣性坐標，例如 $d\tau$，便是四維矢（ *four-vector* ）的一個分量，這些四維矢是按照羅倫玆變換（ *Lorentz transformation* ）從一慣性坐標系轉換到另一慣性坐標系的。

這暗示著方程（ 4 ）左邊的每一個量也是四維矢的分量，我們把這些量稱爲明可士基力，這是因著相對論動力學的發現者明可士基（*Hermann Minkowski* ）而命名的。所以牛頓第二定律便可以被推廣成相對論的形式，表達如下

$$K_i = \frac{d}{d\tau} p_i \qquad (5)$$

其中 K_i 是廣義力（ *generalized force* ）的第 i 個分量，這四個分量可以表達爲

$$K_1 = \gamma F_x$$

$$K_2 = \gamma F_y$$

$$K_3 = \gamma F_z$$

$$K_4 = \frac{\gamma}{c^2} \vec{F} \cdot \vec{v}$$

方程（5）是具有協變性的。它在每一慣性坐標系中都有著相同的形式。再者，K及p在一慣性坐標系中的分量又以羅倫茲變換連繫著K'及p'的分量（觀察者在另一慣性坐標系中所測量到的相同的量）。

【明可士基坐標】（Minkowski coordinates）

在四維空間中，其中三維用以決定空間一點的位置（x, y, z），第四維用以代表一事件發生在該點的時刻 t。我們經常將此空間的四個坐標寫成x_μ（$\mu = 1, 2, 3, 4$），即

$$x_1 = x$$
$$x_2 = y$$
$$x_3 = z$$
$$x_4 = ict \quad (i^2 = -1)$$

式中 c 表示光速，這四個坐標即稱為明可士基坐標。第四維坐標x_4也可以寫成

$$x_4 = ct$$

但這時的度規 g^{ij} 則成下列關係：

$$g^{11} = g^{22} = g^{33} = 1$$
$$g^{44} = -1$$

【明可士基空間】（Minkowski space）

在三維空間增加一時間維度，成為四維時空空間，此時的空間坐標為（ct, x, y, z）。從幾何的觀點，一空間的度規可以寫成

$$ds^2 = g_{ij}\, dx^i\, dx^j$$

在此（ct, x, y, z）坐標系統，明可士基空間的定義是它的度規為：

$$ds^2 = c^2\, dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

即 $$g_{00} = 1，g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$$

羅倫茲變換（*Lorentz transformation*）為此空間坐標的旋轉變換，即

$$ct' = -x\sinh\theta + ct\cosh\theta$$
$$x' = x\cosh\theta - ct\sinh\theta$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

式中 θ 角為（ct , x ）平面上轉動的角度，且

$$\cosh\theta = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\sinh\theta = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

【明帶光譜】(Bright-band spectrum)

一切化合物在高溫時之氣體，其光分子所生之光譜，係由多數明條集合而成，形如帶狀，稱為明帶光譜，亦稱分子光譜。

參閱“分子光譜（*Molecular spectrum*）”條。

【明晰度】(Seeing)

明晰度是表示眼睛或鏡頭察微辨細的能力。線／公厘是表示明晰度的單位。當我們看測明晰度用的條紋表時，該表在網膜上形成影像。換言之，表上的條紋映到網膜上。以明視點為例，至每公厘寬的網膜上映上70條紋，我們仍大有能力分辨條紋之為條紋，而不是所有的條紋都混在一起，模糊一片。這就是70線／公厘的意義。明晰度隨網膜不同的部位或不同的鏡頭而異。比方說網膜上視軸外5度的地方，其明晰度只有24線／公厘（線／公厘之值愈小表示明晰度愈差）。

【明視距離】(Distance of distinct vision)

藉眼珠調節作用所能窺見清晰的最遠與最近點分別稱為遠點與近點。常人的遠點在極遠處，近點則約20厘米；當物體距眼25厘米（約10吋）時，在網膜上所產生的物像最明顯，稱為明視距離。顯微鏡的目鏡就是為能清楚看到像，而在明視距離造成虛像。

【明線光譜】(Bright-line spectrum)

元素熾熱時，其在低壓下之氣或汽，由光原子所生之光譜，係不連

續而有固定位置之明線，稱爲明線光譜，亦稱原子光譜（*atomic spectrum*）。

若將食鹽（氯化鈉）放在酒精的火焰內，用分光儀檢查，得見黃色的明線；再用鈉的各種化合物同樣檢查，都呈這明線，位置亦相同，故這明線是鈉所特有的，稱爲鈉線，或稱D線。其他每一元素的各種化合物檢查時，也都可見特有的明線，條數、顏色和位置都各一定，不相混淆，故用此方法，可藉所見的明線，以判別物質中所含的元素。凡光譜呈這種明線的，稱爲明線光譜。灼熱的汽所成的光譜，亦爲明線光譜。

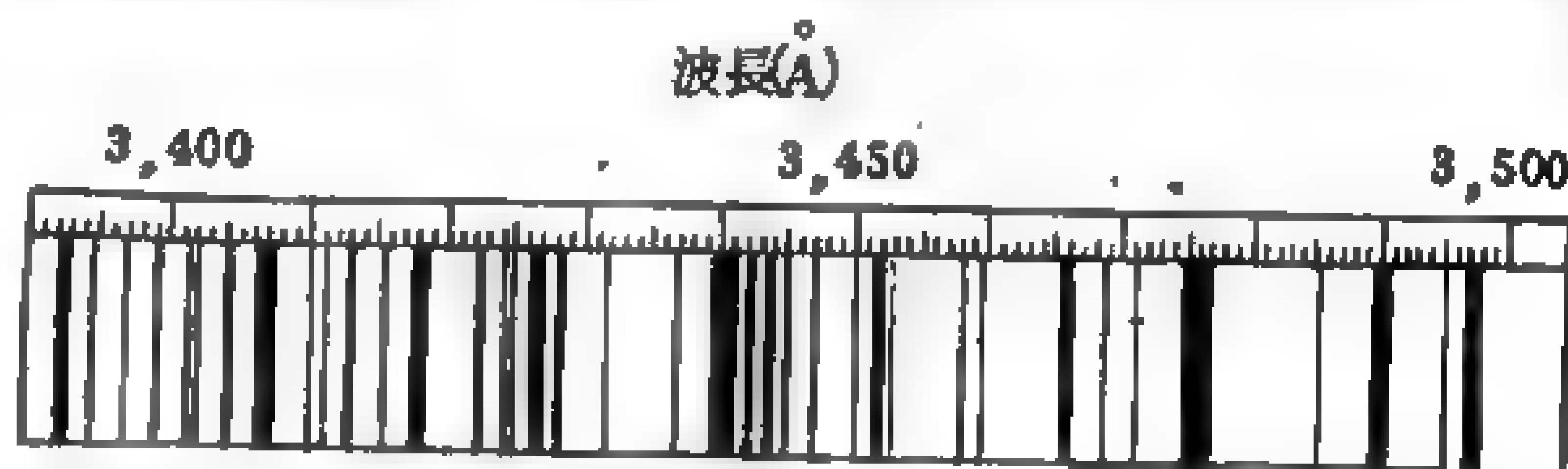


圖 8 — 69　鐵光譜的一小部分，在 3,400 至 3,500 Å 的範圍內。

補朗克（*Planck*）曾成功地解釋受熱固體輻射的性質，空腔輻射體（*cavity radiation body*）是這類固體的範例。此種輻射形成連續光譜（*continuous spectrum*），與如圖 8 — 69 的明線光譜大不相同，該圖顯示受鐵電極間電弧衝擊的鐵離子和原子所放出的輻射。

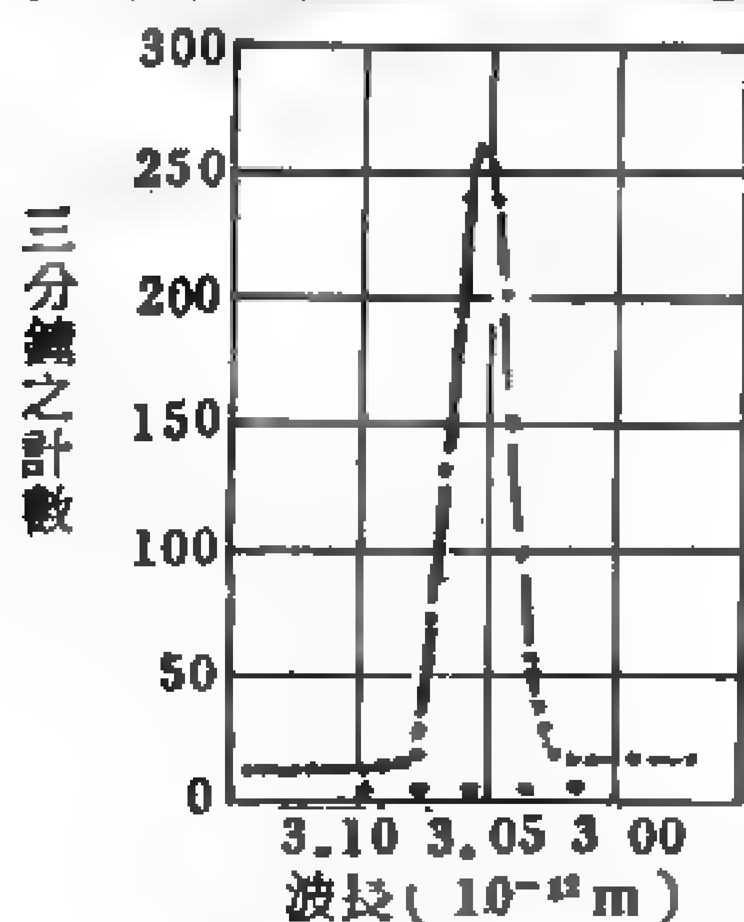


圖 8 — 70

原子核 ^{199}Hg 發射之 γ 射線的波長圖形

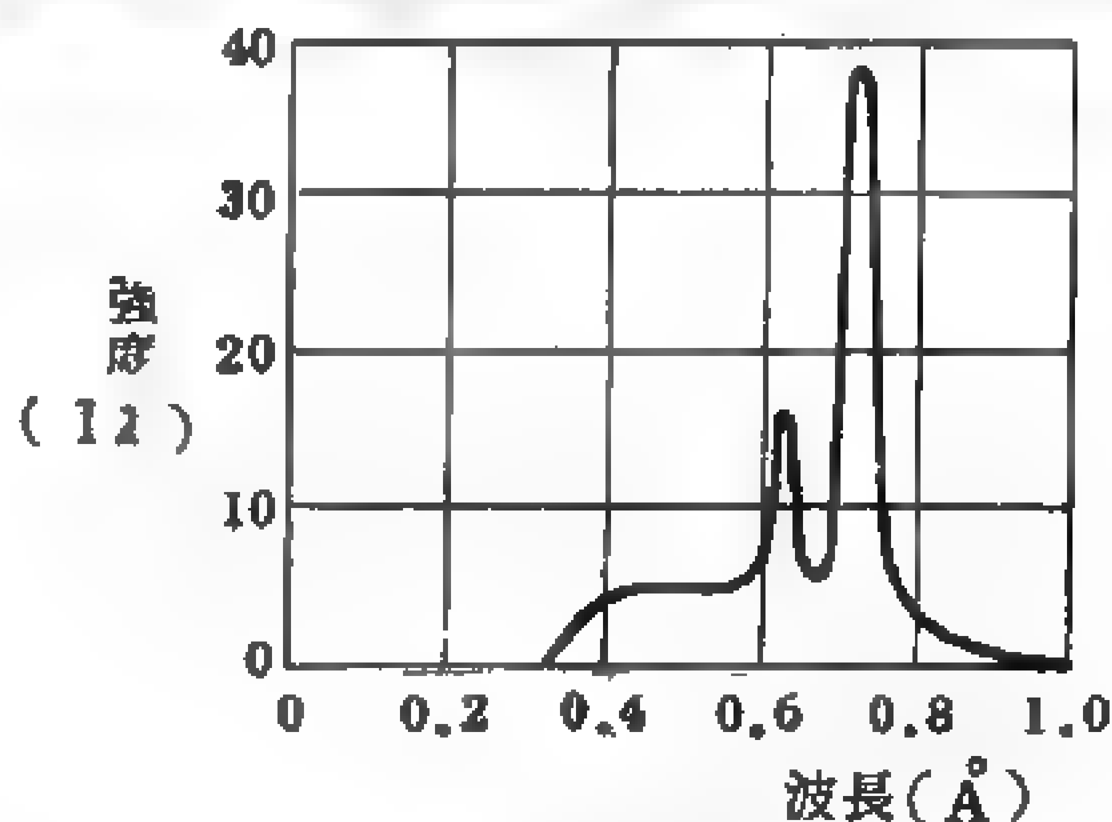


圖 8 — 71

以 35 KeV 電子轟擊鉬靶而產生的 X 射線。注意有兩條尖細線突起於連續寬底之上。最強之線的波長爲 7.1×10^{-11} 米或 0.71（Å）

將蒲朗克的量子化（*quantization*）觀念適當地推廣亦能明瞭明線光譜。明線光譜研究的範例是氫原子的光譜；氫是最簡單的原子，有最簡單的光譜。

明線光譜常見於電磁光譜的各部分，圖 8 — 70 所示自一放射性原子核汞的同位素放出的 γ 射線（$\lambda \cong 10^{-12}$ 米）的光譜。圖 8 — 71 所示以 35 *KeV* 的電子射束轟擊鉬靶而放出的 *X* 射線（$\lambda \cong 10^{-10}$ 米）的光譜，尖細的光譜線疊在連續的背景上。

【昇華】（Sublimation）

若物質發生相變化時，由固態直接變成氣態而不經由液態的現象，稱爲昇華。這是因爲這些物質，在它們晶體格子外表上的分子，被束縛得較鬆，一經受熱就擺斷了晶體格子的拘束而逸出晶格外。樟腦丸即是在常溫常壓下，有昇華現象的物質。由氣態直接變爲固態的逆反過程，在自然界亦有發現，空氣中即有由水蒸氣直接凝成小冰塊的現象。

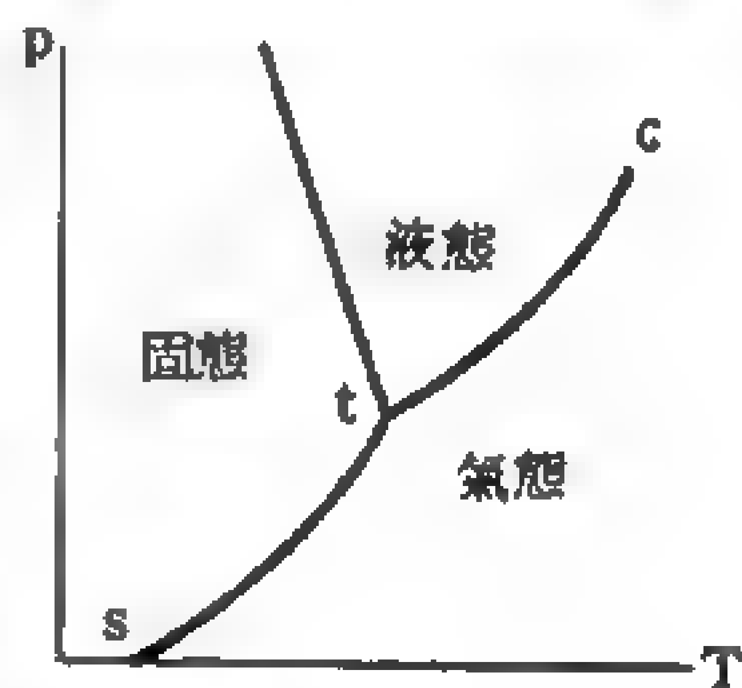


圖 8 — 72

昇華發生的條件，可由相平衡曲線得知，如圖 8 — 72 中 *t* 點爲三相點；曲線 *ts* 即代表物質的昇華曲線（*sublimation curve*）。若一固體物質，在受到比三相點處的壓力爲小的情況下，將該物體物質加熱，則此物質不經過液態過程，而直接由固態轉至氣態。樟腦丸在常壓下能昇華，但若在適當的高壓下（比三相點處的壓力高），則樟腦丸仍能由固態變成液態。

由相平衡條件，可知物質在氣態相與固態相的單位質量之吉布士自由能（*Gibbs free energy*）相等時達平衡。但吉布士自由能是溫度 *T* 及壓力 *p* 的函數，改變 *T* 和 *p* 值，即能繪出昇華曲線，由此而能決定昇華的條件。

【昇華曲線】(Sublimation curve)

在相平衡曲線圖裏面固態和氣態交界所成之曲線即昇華曲線。

參閱“昇華(*Sublimation*)”條。

【昇華熱】(Heat of sublimation)

一種物質從固體變爲氣體，或由氣體變爲固體時，必有熱的散發或吸收。換句話說，由固體變爲氣體時，會吸收周圍的熱，由氣體變爲固體時，會把熱向周圍散放。昇華 1 克的物質所需要的熱量，叫做昇華熱。昇華熱爲熔解熱與汽化熱的和。

【東大距】(Greatest eastern elongation)

詳閱“內行星(*Interior planets*)”條。

【東西效應】(East-west effect)

因地極上電荷臨界量爲零，故極之上空宇宙射線強度比赤道上空大百分之十。在山頂上之射線中原宇宙射線之含量比海平面多，故緯度效應(*latitude effect*)在山頂特別顯著，而且因地磁之偏轉及質子帶正電，故自西方射來之原質子較自東方射來者多，這種現象稱東西效應。

【林納、江士位能】(Lennard-Jones potential energy)

林納、江士位能公式是用以說明分子晶體結合能的實驗性公式。我們知道惰性氣體的晶體或一些有機分子晶體是分子固體，分子間以微弱的范得瓦力結合，范得瓦位能與分子間距離的六次方成反比，因是吸引力乃爲負值，大小約爲 10^{-14} 爾格左右。由庖立不相容原理可知具有相同量子數的兩個電子不能在同一能階，因此晶體中電子軌道間的重疊而產生一相斥的位能，此相斥位能爲正值，與分子間距離 R 的十二次方成反比。將上述的兩種位能同時考慮則可得到距離爲 R 的兩原子(或分子)之間的總位能，由下式表示：

$$U(R)=4\epsilon\left[(\sigma/R)^{12}-(\sigma/R)^{6}\right]$$

式中 ϵ 和 σ 爲常數，上式就是林納、江士位能公式，其性質可由圖 8 — 73 表示。

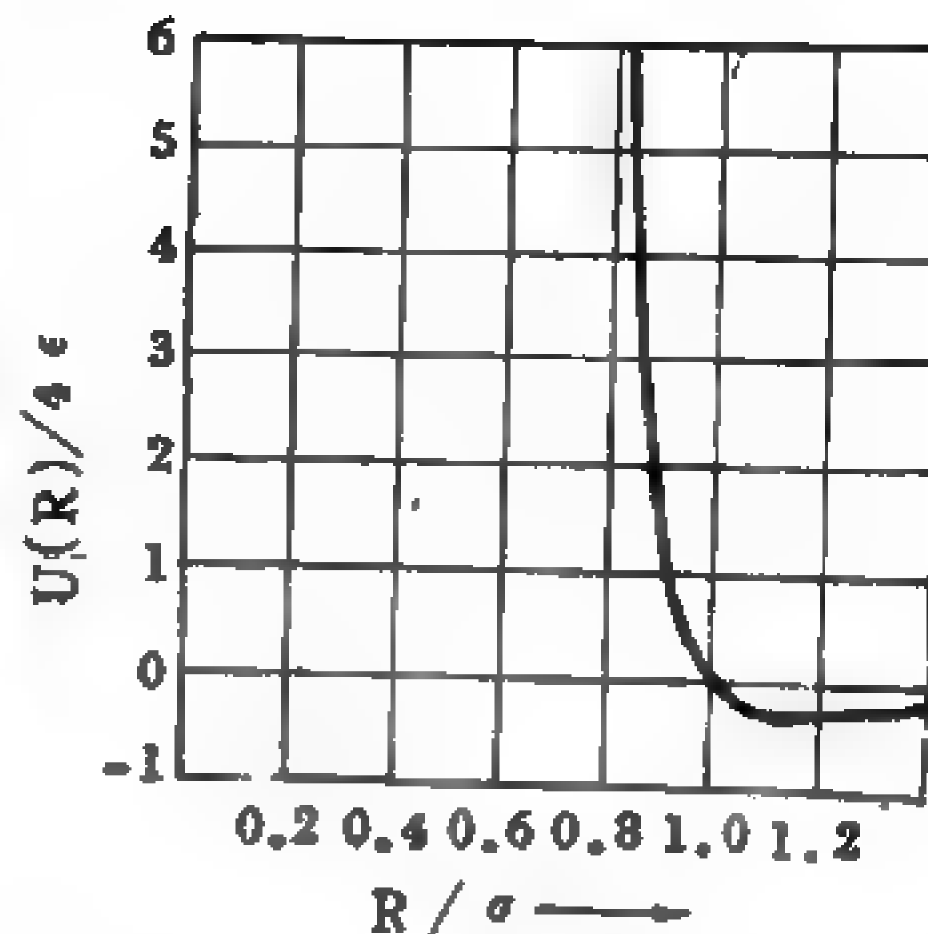


圖 8 — 73

我們可利用林納、江士位能公式計算晶體的晶格常數及其結合能，用以估計該固體的壓縮係數及體積彈性係數等。

【板之振動】(Vibration of plate)

固定玻璃板或金屬板之一點，以胡弓之弦摩擦其緣，則板振動而發音。板振動時，其上各部分，有振動最激烈者，有不振動者，後者謂之節，前者謂之腹。如固定板之中心，預先以細砂撒佈於板上，以指抑 a 點，摩擦 b 點，使板振動，則砂飛跳而集於節上，如圖 8 — 74 是謂克拉得尼氏圖形 (*Chladni's figure*)。

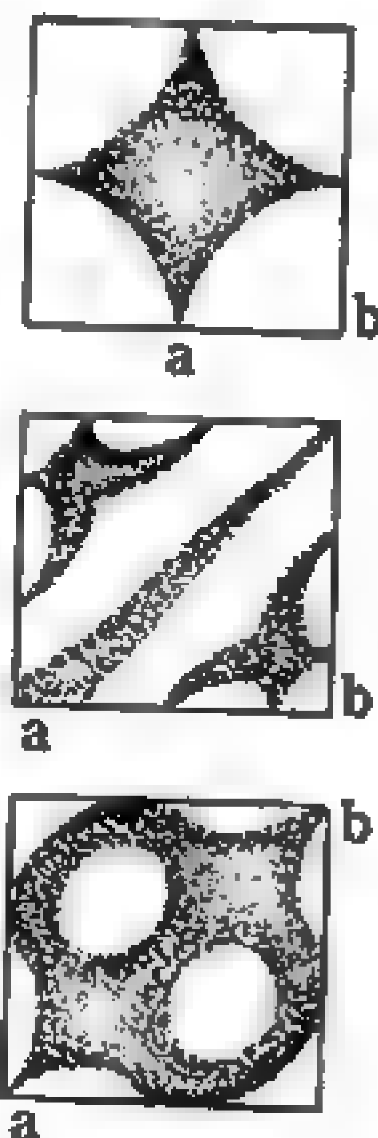


圖 8 — 74

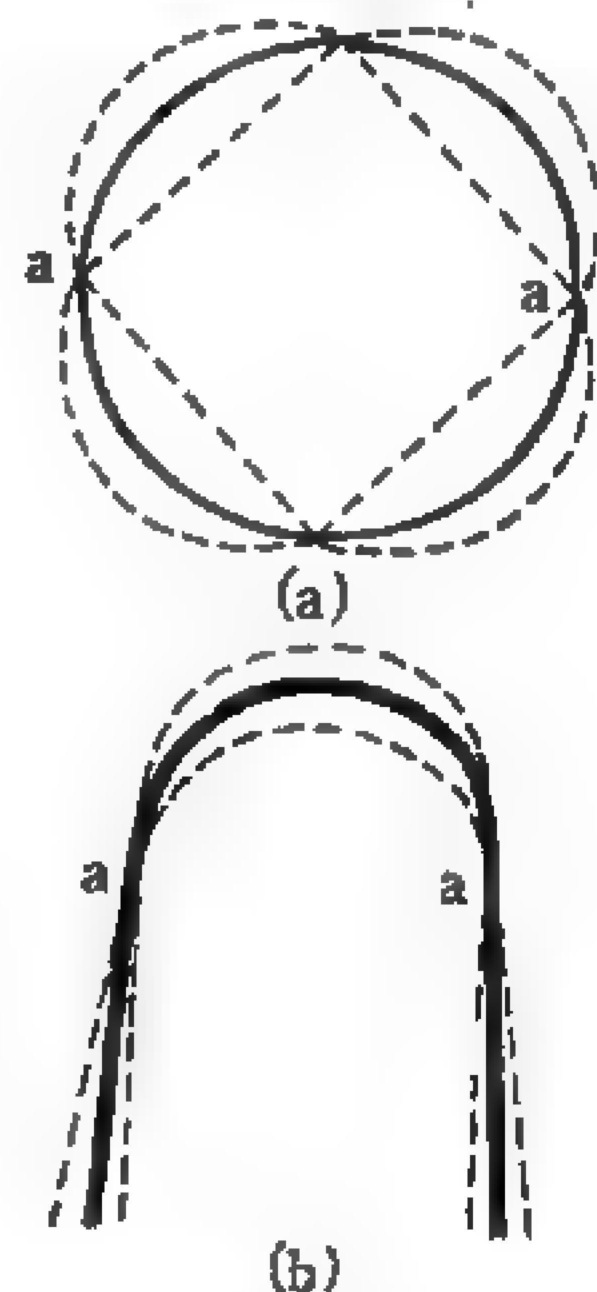


圖 8 — 75

鐘鐸及鑼等，皆由板曲成，其振動略與板同，也分節與腹，鳴鐘時，鐘分爲四區振動，而成四個縱節線，如圖 8 — 75 之(*a*)爲鐘振動時之橫截面，圖之(*b*)爲其縱截面，a 爲節。又如以水入於玻璃鐘內，鳴之，則見水分爲數部分振動，其相鄰二振動最激部分之間，水實靜止而不動，故由水之振動最激處，

與不振動處，可知鐘振動時腹與節之所在，若鐘之各部分之振動殆相等，而振動時微有不同，則從各部所發之音波互相干涉，而生節奏，敲鐘時，往往聞嗡吆之音，即此故。

【板凸輪】(Cam)

板狀的凸輪的凸起部分，將使棒作上下的運動，如圖 8—76。常應用在汽油機(*gasoline engine*)的吸氣或排氣活門等，通稱凸輪。

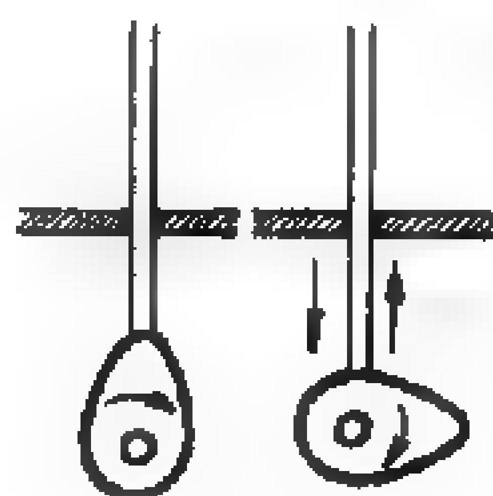


圖 8—76 板凸輪

【板極】(Plate)

二極管中發射電子之熱導線稱爲陰極，電子到達之電極稱爲板極，亦稱屏極或陽極。

【板極突部】(Lug)

易於連接之小銅片。

【武仙星座】(Herculis)

在北冕和織女星座間，有一個星座範圍很大，形狀很難說，名叫武仙星座原名赫邱利。赫邱利是一個古代的英雄。這星座通常是認爲一個屈膝者，圖 8—77中也作一個巨大的屈膝的人像，一隻腳踏著"天龍"的頭。這屈膝的人是頭低腳高的，頗爲特別。關於這一點，有種解釋，以爲在古時該星座的圖形定了以後，那爲衆星轉移中心的天空極點曾移動位置，更因爲當時觀測者是立在低緯度的



圖 8—77 武仙星座

地方，所以他們當時所見的並不顛倒這個英雄。

【歧點壓】(Impact pressure)

歧點壓即表 $q=\frac{1}{2}d\vec{V}^2$ 的乘積，其中 d 是空氣的密度，$\vec{V}$ 是空氣的相對的速度。這種實量可用空速儀器測量得之，它的符號是 q。

【注射式液體比重表】(Syringe hydrometer)

這是刻有分度的玻璃注射器，用以測量蓄電池內電解液的比重。

【沸水反應器】(Boiling water reactor ；簡稱B.W.R.)

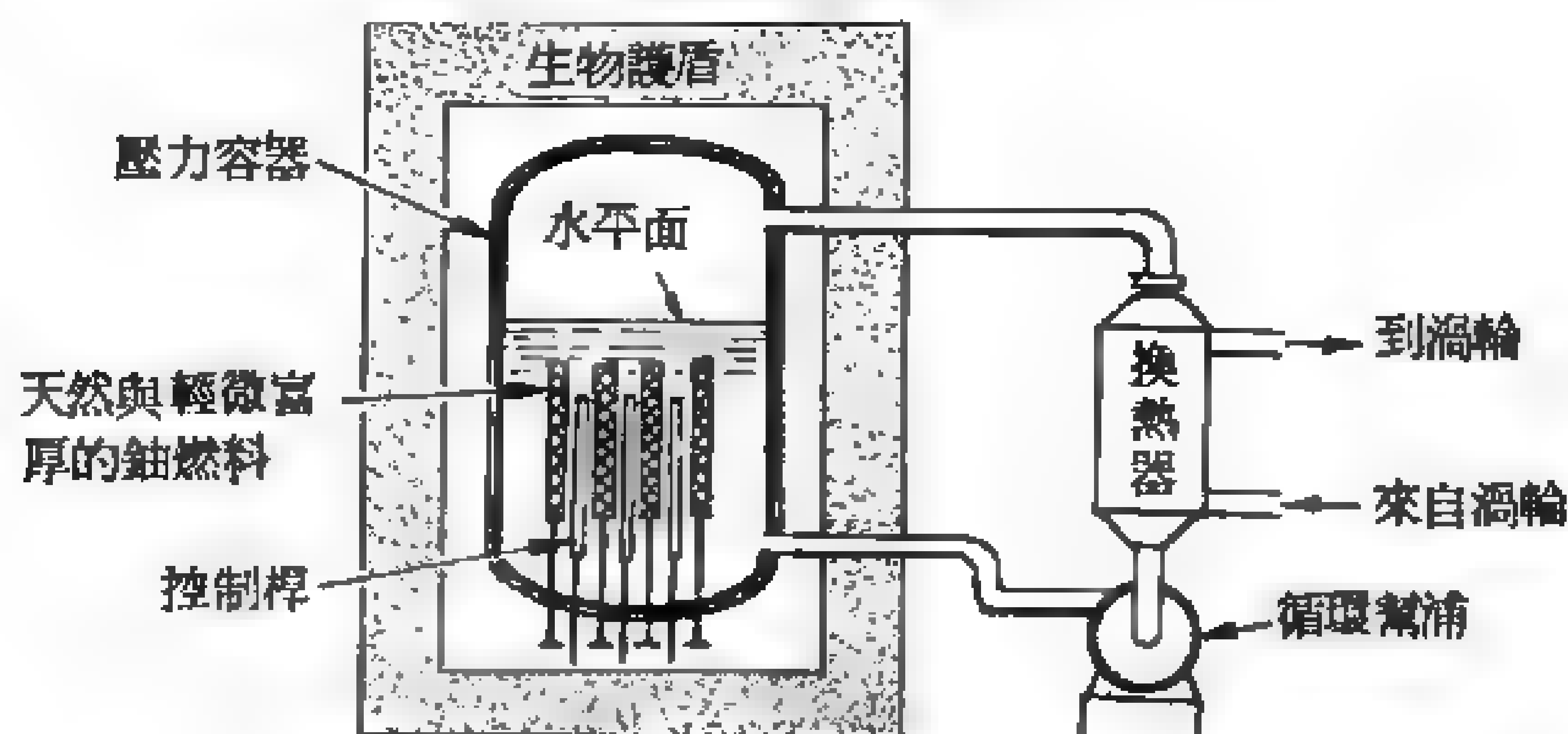
爲一種反應器，其做爲冷卻劑與緩速劑的水由反應器的底部注入容器，被核心裏正在進行連鎖反應放出高熱的核燃料加熱而沸騰，水蒸氣收進一根大管子送到發電系統去。目的供動力及船用。

沸水反應器所生產的水蒸氣，其壓力大約保持在每平方吋1,000磅左右，這個壓力相當於海平面下半哩深的水壓，在如此巨大壓力之下水的沸點提高很多，所以產生的蒸汽不但壓力高溫度也很高，足夠用來推動氣輪機，進行發電。一般家庭燒開水時，水壺裏冒出來的蒸汽只有華氏 212°，這種溫度的水蒸氣內含能量不多，無法推動氣輪機，所以在發電的立場實在沒有什麼利用的價值，如果加熱並同時加高壓，則水的沸點提高，蒸汽溫度也跟著增高，單位體積水蒸氣內含能量就增加很多，這才有利用的價值。其原理就和高山上煮飯而設計的加壓鍋之道理相同，在沸水反應器裏每平方吋 1,000磅高壓下，水蒸氣的溫度可以高達華氏 545°。

但沸水反應器也有它的缺點，就是在燃料元件失效時，如果蒸汽直接到達氣輪，那麼氣輪機構將會受到放射污染，所以這一式反應器的安全預防措施，需要比較精細，故其費用也要比其他氣體冷卻器的設計爲高。

現在有些沸水反應器並加入蒸汽至蒸汽換熱器 (*steam-to-steam heat exchangers*)，有些則加一燃油過熱器系統(*oil-fired*

superheater system）。其裝置如圖 8—78 所示。



中子：熱；緩速劑：輕水或重水；燃料：如用輕水作爲緩速劑，則天然鈾摻入較高富厚的鈾；容納：燃料裝在鋯合金套以內；冷卻劑：輕水或重水（緩速劑與冷卻劑普通）；副冷卻劑（如使用時）：水；溫度：280°C；壓力：每平方吋 1,000磅

圖 8—78　沸水反應器

【沸點】（Boiling point）

所謂沸點，係指某一定溫度；當液體由於輸入熱量而升達此一溫度時，該液體即在沸騰中由液體轉變爲氣體。而蒸氣壓力等於一大氣壓（760*cm*水銀柱時）的溫度，稱爲液體的正常沸點。

液體的沸點隨大氣壓的改變而升降。如壓力增加時，沸點則上升；壓力降低時，沸點則下降。

同時，在同一個大氣壓力之下，純溶劑之沸點恆低於溶液之沸點。

【沸點升高法】（Ebullioscopy）

以沸點上升，來測摩爾重量的方法。

【沸騰】（Boiling;Ebullition）

在一定壓力下，加熱於一盛有液體的容器，容器中液體的溫度逐漸升高，若繼續加熱至一定值時溫度不再升高，而有氣泡（*bubble*）自液內上升至液面，此現象稱爲沸騰。換言之，即當液體所受之壓力等於其飽和蒸氣之壓力時，液體即沸騰。而此一定值即沸點，例如水之沸點爲 100°*C*，即表示在1 *atm* 下，水在 100°*C* 時即沸騰。

【沸騰之阻滯】(Damping of boiling)

氣體一如鹽類，大多數均能在水中溶解。譬如說，空氣即能大量地溶解在水中。此種溶解的空氣，對於水分子的內聚力(*cohesive force*)卻是一項障礙，故將液體中的空氣驅除以後，即能顯著地加強液體分子的內聚作用。水經過較長時間的沸騰，便將其所溶解的空氣釋放出來。水在加熱時，我們遠在其沸騰以前，就可以看到此種空氣以氣泡之形式附著在容器四壁上，然後再行上升。水中所含空氣能在水中發生一種類似於彈簧的作用，將水分子互相擠開，使其易於進入氣體狀態，故能促進滾沸的起泡作用。準此，不含空氣的水必然顯示較強之內聚作用，並具有一種阻滯其內部形成蒸汽泡之能力，也就是阻止沸騰的能力。因此，不含空氣的水遂能超越標準沸點好幾度而不沸騰。除此以外，不含空氣的水對容器內壁之附著力(*adhesive force*)亦較大。此項附著力係按容器之材料而不同，對於內部蒸汽之形成也會同樣地發生阻滯作用。如爲玻璃容器，則此項附著力將使沸點增高若干度；若在金屬容器中則是不可能的。

由此看來，計有兩項原因可促使不含空氣的水在760毫米氣壓下有一段時間之久能夠具有高於 100°C 的溫度而不沸騰。此種現象我們稱之爲沸騰之阻滯。當沸騰溫度爲 100°C 時，此項阻滯作用雖屬微不足道，但是當水譬如在 30°C 的溫度和微小壓力之下沸騰時，則蒸汽壓力便會降至如此之低(31.6毫米)，以致適才所提到的內聚力和附著力之作用，遂易於阻止蒸汽泡之形成。惟當溫度達到某一高於沸點的程度時，水分子終會擺脫此項牽制，並且會擺脫得如此猛烈，就如同彈簧在過度的壓力下突然斷裂一樣，使沸騰轉變成爆炸，而溫度也同時降低到標準沸點。在爲時較久的沸騰中所發生的此種所謂撞擊(*impact*)作用，即爲沸騰之阻滯和阻滯突然解脫之現象。

結冰是將水造成不含空氣的另一方法；因爲水在結冰時，是會將其

原先所溶解的空氣完全驅盡。準此，我們在冰熔解時如果防止空氣侵入，則所得到的水一定是不含空氣，並且是具有最大內聚力的。此種水如同有名的英國物理學家法拉第（*Michael Faraday*），曾經證實的一樣，在事實上是可以顯出沸騰阻滯這一物性的。

水在鍋爐中的沸騰時間頗久，足使水不含空氣，故蒸汽鍋爐之爆炸，一部分應歸咎於沸騰之阻滯。倘在液體中放置一種具有尖銳邊緣的金屬塊或一種表面粗糙的物體時，即能避免沸騰之阻滯，誠以液體在此類物體附近形成蒸汽時可以不發生沸騰阻滯的現象，而沸騰作用一旦已在某一局部發生時，便可立刻推廣至全部液體。

【沸騰極限】（**Boiling limit**）

熱管開始導熱後，其蒸發部分管壁的溫度會升高。如果導熱量增加時，則管壁和管內氣體之間的溫差也會增大，這種溫差大時毛細物內含有的液體可能會發生沸騰現象而有氣泡產生。這些氣泡在毛細物內可能阻止液體的流動而在毛細物內造成乾燥部分。乾燥處一旦產生，則如同毛細極限（*capillary limit*）一般使熱管無法正常作用。故蒸發部分內沸騰現象產生時的熱管導熱量稱之為沸騰極限。

【沸騰熱傳遞】（**Boiling heat transmission**）

沸騰時由於液體汽化而自容器表面吸收大量的熱，這種熱傳遞現象稱之為沸騰熱傳遞。此現象又可分為核沸騰（*nucleate boiling*）、膜沸騰（*film boiling*）及不穩膜沸騰（*unstable film boiling*）等三種。它們的區別依傳熱量及容器和液體之間的溫差而定。

【法布立、柏若干涉計】（**Fabry-Perot interferometer**）

法布立、柏若干涉計（見圖 8 — 79）是兩片相平行半塗銀，能反射 99% 透射 1% 的光學玻璃組成，其間相距數毫米或數厘米不等。入射光經平行玻璃後，部分穿透、部分被反射、透射光經會聚透鏡聚光後會產生干涉條紋。圖 8 — 80 所示是波長5,461埃的汞蒸氣光之法布立

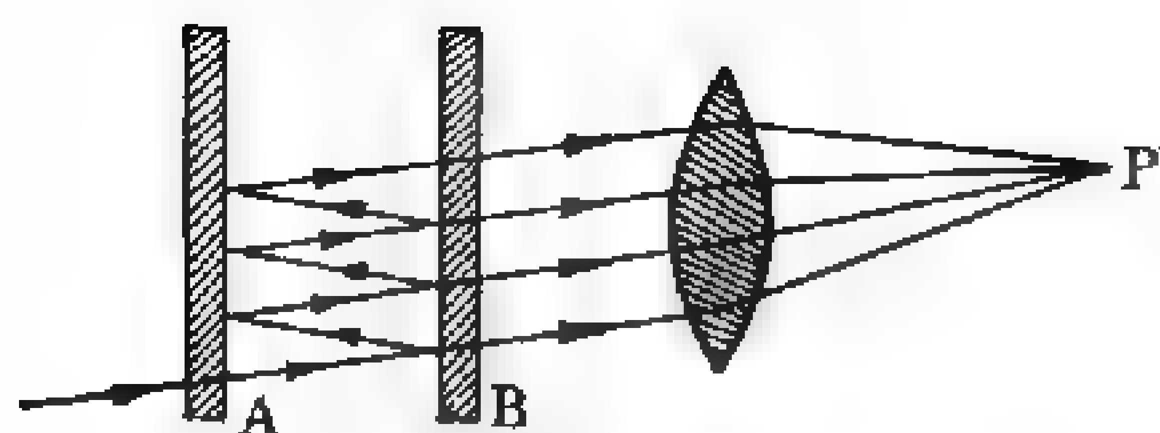
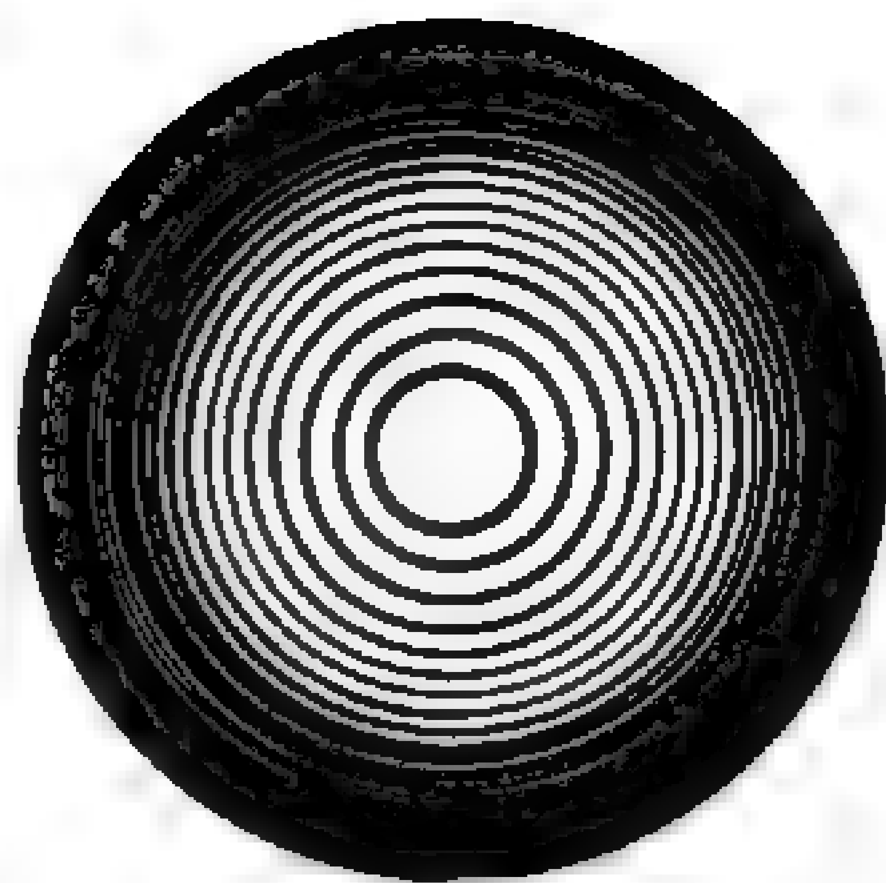


圖 8 — 79
法布立、柏若干涉計光波在兩塊鏡中往返的被反射


圖 8 — 80
法布立、柏若干涉計產生的干涉環

、柏若干涉條紋。

由於條紋清晰及高鑑別率，此干涉計可用以比較各種光的波長和研究超精細光譜線的結構。

【法沙限】(Froissart bound)

1961 年法人法沙利用 $a+b \to c+d$ 之曼得士坦表示 (*Mandelstam representation*) 及么正條件 (*unitary condition*) 所導出的在高能散射時散射幅的上限。他證明在高能散射時，前向和反向 (即散射角爲 0°或 180°時) 的散射幅應小於 $CS(\ln S)^2$ 其他情形 (散射角固定) 時則應小於 $CS^{3/4}(\ln S)^{3/4}$，S 是在質心系統中總能量的平方。再利用光學定理可證明 $a+b$ 的總截面應小於 $C(\ln S)^2$，C代表常數。法沙限被許多人推廣，在公理場論中可證明此限而無需假設曼得士坦表示。

【法拉】(Farad)

法拉是 M.K.S.A. 制中電容的單位。電容器在 1 伏特的電壓下，若能獲得 1 庫倫的電荷，則其電容即爲一法拉。

$$1\text{ 法拉} = \frac{1\text{ 庫倫}}{1\text{ 伏特}}$$

也就是說要使導體的電動勢增大 1 伏特所需的電量爲 1 庫倫時，它的電容就是 1 法拉，常用符號 F 表示。

1 法拉 $= 9 \times 10^{11}$ 絕對靜電單位電容。在實用上這單位太大，因

此常採用它的一百萬分之一作單位，叫做微法拉（*microfarad*），常以符號μF表示。即

$$1\,\mu F = 10^{-6}\,F = 9\times10^{5}\text{ 絕對靜電單位電容}$$

此外，還採用微法拉的一百萬分之一作單位，叫做微微法拉（*pico-farad*），常以符號PF表示。即

$$1\,PF = 10^{-12}\,F = 10^{-6}\,\mu F = 0.9\text{ 絕對靜電單位電容}$$

【法拉第】（**Michael Faraday 1791—1867**）

1791年九月二十二日生於倫敦附近，爲鐵匠之子。早年爲了生計曾作裝訂書籍的學徒，工餘苦讀，並立志終生從事科學研究。1813年在倫敦皇家研究院初任英國大科學家德維（*Sir H. Davy*）的助手，以後，在此任職達五十四年之久，成爲英國最偉大的化學家及物理學家之一。1831年發現感應定律，使磁鐵在銅線圈內運動，就會在導線上產生電流，這是發電機和電動機所依據的原理。美國物理學家亨利（*J. Henry*）比法拉第稍早發現感應定律，惜未發表，故現均稱法拉第感應定律。

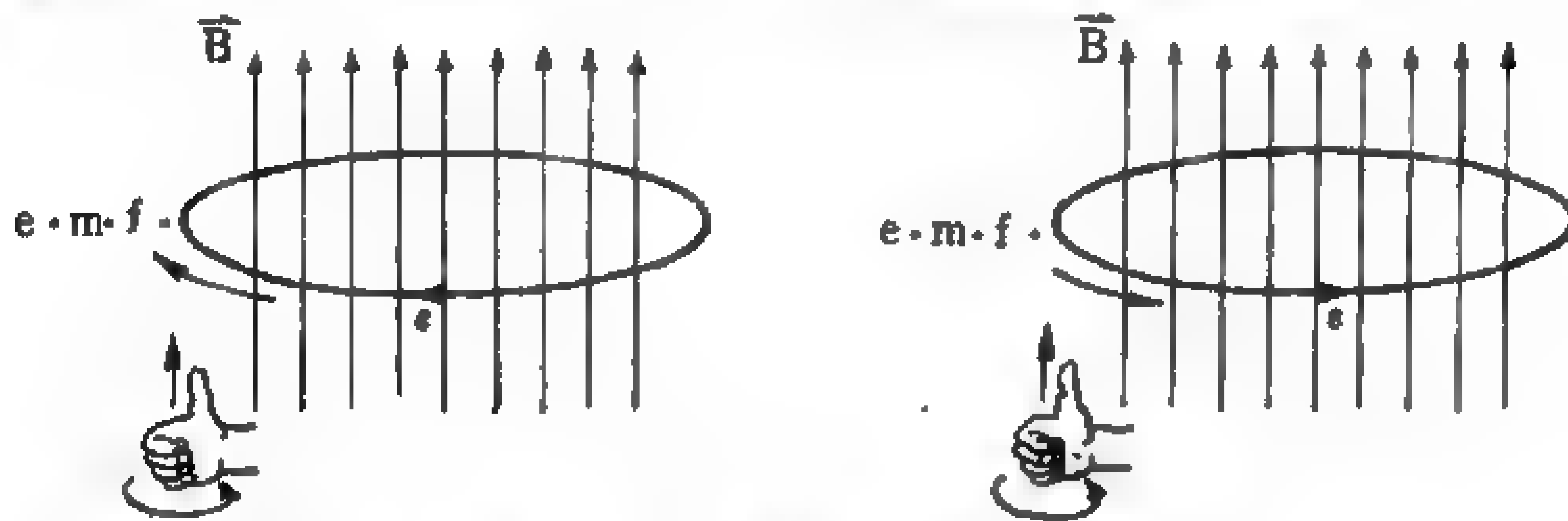
法拉第從事電化學的研究，由此發現化學元素的電量與價（*valence*）之間的數學關係，即法拉第電解定律。這是最初有電子的想法，許多工業上所用方法都由此定律而來。法拉第是首先使多種氣體液化，及自魚油中蒸餾苯的人。他也是極受歡迎的演說家，每年聖誕節都特別對兒童作一系列的科學演講，其最有名的講題是“蠟燭的化學歷史”。

法拉第苦學成名，許多大學欲贈予名譽學位，均遭拒絕。喜愛研究工作勝於各種榮譽。

【法拉第、亨利定律】（**Faraday-Henry law**）

大家所熟悉的很多電磁現象之一是電磁感應（*electromagnetic induction*），這是由法拉第與亨利約在1830年幾乎同時，但是個別所發現的現象。電磁感應是發電機、變壓器以及日常應用的許多其他機

械的工作原理。假設有一個形成封閉路線的導電體放置於一個有磁場存在的地方，若通過封閉路線的磁通量（*magnetic flux*）Φ_B 隨著時間發生改變，則（當磁通量正在改變時）可以在電路上觀察到有電流存在。電流之產生表示有電場作用於電路中之自由電荷，此一電場沿電路產生一個電動勢 V_ε，而稱之爲感應電動勢（*induced e.m.f.*）。對感應電動勢之量度顯示其值決定於磁通量之時變率 $d\Phi_B/dt$。例如，若在一封閉導線附近有一磁鐵，當磁鐵（或電路）以能使通過電路之磁通量發生改變之方式運動時，則電路中便出現一個電動勢，感應電動勢之大小決定於磁鐵（或電路）運動之快慢，磁通量之時變率愈大時，感應電動勢也愈大；感應電動勢之作用方向決定於磁通量之增減方向，可用如圖 8－81 所示之右手定則決定之；當磁通量增加（減少）時，若磁場



(a) $\vec{B}$ 增大時，$d\Phi_B/dt$ 爲正值，V_ε 爲負值 (b) $\vec{B}$ 減小時 $d\Phi_B/dt$ 爲負值，V_ε 爲正值

圖 8 — 81　由時變之磁場所產生之電場

與拇指所指之方向相同，則感應電動勢之作用方向與其他四指所指之方向相反（相同）。

為了更明白一點，茲參考圖 8—82，圖中之路線 L 是按照右手定則放置的；當磁通量增加（即 $d\Phi_B/dt$ 爲正值）時，感應電動勢 V_ε 在負方向起作用；然而當磁通量減少（即 $d\Phi_B/dt$ 爲負值）時，感應電動勢 V_ε 在正方向起作用。因此感應電動勢之符號恆與 $d\Phi_B/dt$ 之符號相反。由更精密的量度得知，感應電動勢以伏特表示時之數值，與磁通量之

時變率以韋伯／秒（*weber／sec*）表示時之數值相等，所以我們可以寫成

$$V_\varepsilon = -\frac{d\Phi_B}{dt} \qquad (1)$$

之形式，此爲電磁感應之法拉第、亨利定律，此關係可以用文字表示爲：在變化的磁場中，任何封閉電路上由感應所產生之電動勢，等於通過此電路之磁通量之時變率的負值。

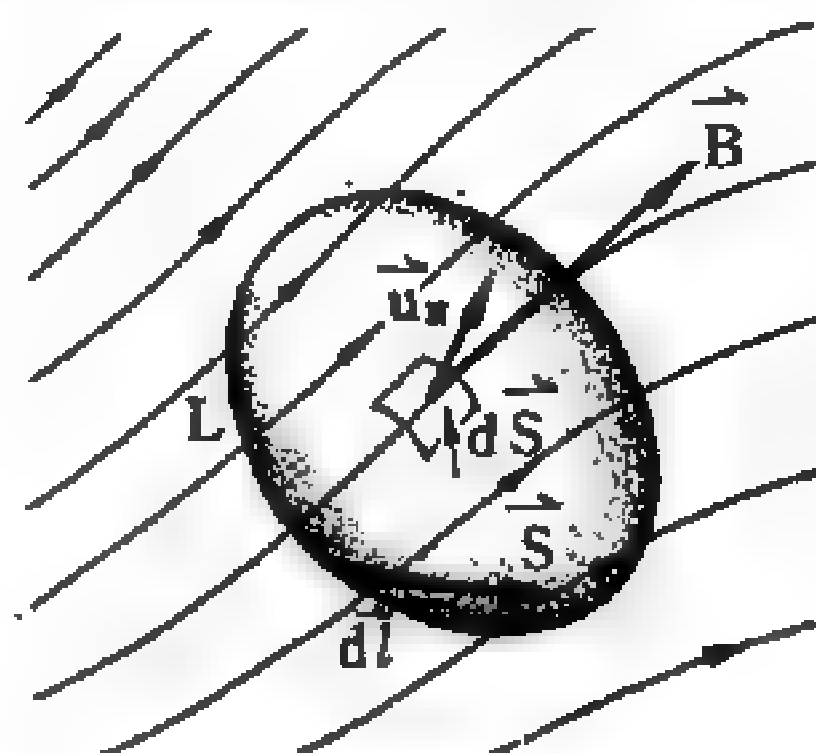


圖 8 — 82
隨時間變化之磁通量與電場環積分之間的關係

證明（1）式左右兩端的單位一致爲一重要的問題，我們知道 V_ε 用伏特或"米^2 仟克秒$^{-2}$ 庫倫$^{-1}$ "，又 Φ_B 用韋伯或米^2 仟克秒$^{-1}$ 庫倫$^{-1}$ 表示，而 $d\Phi_B／dt$ 用韋伯　秒或米^{2}仟克$^{-2}$ 庫倫$^{-1}$ 表示，所以（1）式的兩邊都是用相同之單位表示。

參考圖 8 — 82，如果我們將 L 所包圍之面積分成很多無限小之面積，則通過 L 之磁通量爲

$$\Phi_B = \int_S \vec{B} \cdot \vec{u}_N dS$$

另外電動勢暗示著電場 $\vec{\varepsilon}$ 的存在，因此可得

$$V_\varepsilon = \oint_L \vec{\varepsilon} \cdot d\vec{l}$$

於是我們可以將（1）式寫成另一形式

$$\oint_L \vec{\varepsilon} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt}\int_S \vec{B} \cdot \vec{u}_N dS \qquad (2)$$

現在我們不考慮路線 L 與電導體（如封閉之導線）相重合的問題，而考慮一個有磁場存在之空間區域，此區域中之磁場隨時間發生變化；於是（2）即表示：時變之磁場暗示著電場之存在，而在此電場中沿任意封閉路線之電場之環積分等於通過此路線內之磁通量的時變率之負值。這是法拉第、亨利電磁感應定律的另一種說法；這種說法提供了我們在

電磁感應現象物理意義上的較深認識，也就是使我們了解只要磁場隨時間發生變化必有電場存在之事實，而這兩個場之關係由（ 2 ）式表之。

【法拉第效應】（ Faraday effect ）

1845 年，英國的物理學家法拉第（ *Michael Faraday* ）發現了某些平常對光效應不活潑的物質，在很強的磁場中表現出旋光（ *optically active* ）的現象。其旋轉量當磁場與光束平行時顯得特別大，而當磁場與光束垂直時，則無旋轉現象。他的這項發現引起學者很大的興趣，因爲這個現象直接表明了光與電磁之間的關係，法拉第因此預言，這關係將會帶來更豐富的知識。果然，馬克士威（ *Maxwell* ）在其工作卅年後證實了這預言。磁感旋轉或稱法拉第效應的獨一特色，是假如光沿其原來路徑反射回來（當然仍在外加磁場中），其旋轉現象不會互相干涉抵銷。對無外加磁場糖液而言則不同：假如光束振動方向，當其向東進行時，旋轉 20°，而當它反射回來向西進行時，沿相反方向旋轉 20°，因此其淨旋轉量爲零。但是，當旋轉現象因外加磁場的存在而產生時，這種旋轉變得不是可逆的，反而變得可以加成了。所以，假如入射與反射的步驟不斷地重複的話，其淨旋轉量將無限制地增加。物理學家們不斷地嘗試量度由氣體產生的這種法拉第效應，希圖利用這項事實做實際用途；他們用凹面鏡使光在磁場中來回反射，實驗結果發現若光徑合起來至少 10 米以上，同時假若磁場強度高達幾千高斯（ *gauss* ）的話，幾乎各種已知氣體產生的旋轉量均可量出。

法拉第旋轉量極度地依輻射線的頻率而變，紫外線的旋轉量相當大，而紅外線以及無線電波的旋轉量就小得多了。無線電天文學家們發現，這種效應在量度遠處星球的距離時容易產生很大的混淆：他們發現線偏振無線電波，由遠處星球傳送過來，經過幾十億哩的距離，其間存在的氣體以及磁場，引起振動方向猛烈的改變，因此使得追尋原始的振動

方向的工作，變得極爲複雜。

【法拉第電解定律】(Faraday's law of electrolysis)

1.第一定律（電化當量的定義）—— 電解時，物質被析出或溶解的質量與通過的電量成正比。

設 m 爲解釋出之質量，電流強度爲 I ，通電時間爲 t ，則 $m \propto It$

即 $m = ZIt$

其中 Z 稱爲該物質的電化當量。

2.第二定律 —— 等電量時，不同物質間被析出的質量與其化學當量成正比（化學當量即該物質的原子量與原子價數之比）。即

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{C_1}{C_2}$$

【法拉第電磁感應定律】(Faraday's law of electromagnetic induction)

即法拉第、亨利定律。

參閱"法拉第、亨利定律（*Faraday-Henry law*）"條。

【法拉第轉動實驗】(Faraday's rotation experiment)

電磁學中基本方程式之一的法拉第電磁感應定律導出後可以解釋許多簡單的實驗。這些實驗由英國的法拉第於 1831 年完成，及美國的亨利約在同時做出。

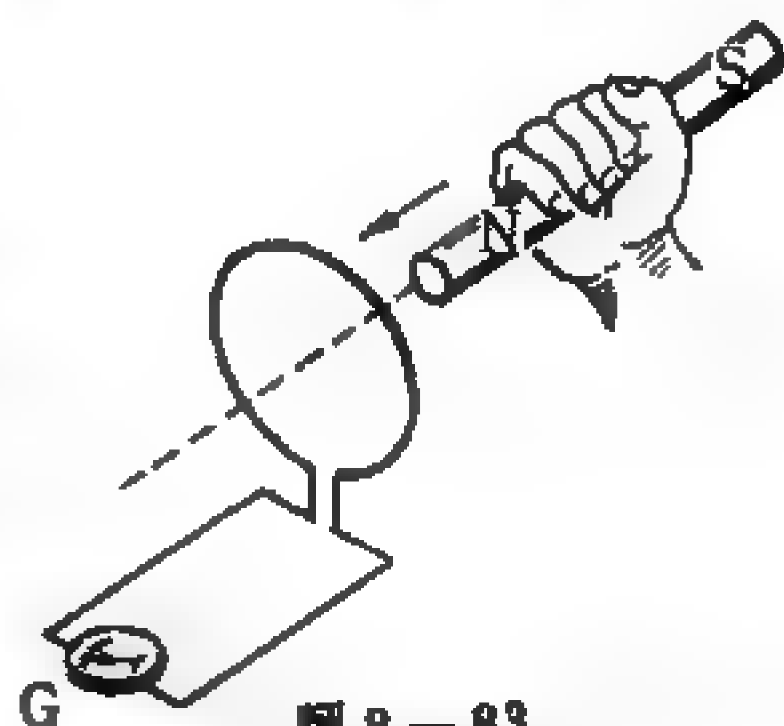


圖 8 — 83
當磁鐵對線圈運動時電流計 G 即偏轉

圖 8 — 83 所示線圈兩端連於電流計，因電路沒有電動勢，故此儀器通常不會偏轉；但是，若將磁棒向線圈推進時，則有不同尋常的現象。當磁鐵移動時，電流計偏轉，顯示線圈內產生電流。若磁鐵對線圈爲靜止，

則電流計不偏轉。若磁鐵自線圈退出，電流計又偏轉，惟方向相反，意即線圈內的電流在反方向。若將磁鐵掉頭，上述實驗結果相同僅偏轉方向反轉。進一步的實驗顯示有關者只是磁鐵與線圈間的相對運動，究係磁鐵移向線圈抑係線圈移向磁鐵則無區別。

在此實驗中出現的電流稱爲感應電流（*induced current*），謂之由感應電動勢（*induced electromotive force*）所產生。

另一實驗用圖8—84的裝置，兩線圈相靠近，並相對靜止。當開關S閉合時，在右端線圈內生一穩定電流，電流計暫時偏轉；當開關開啓後，電流中斷，電流計又暫時偏轉，但在反方向。實驗顯示只要圖8—84右邊線圈內電流改變，左邊線圈內即有感應之電動勢，要緊的是電流的改變率而非電流的大小。

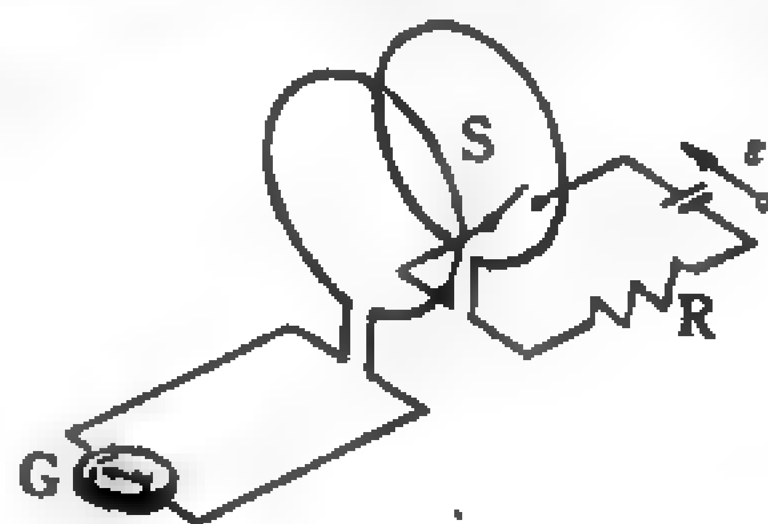


圖8—84
時電流計G暫時偏轉
當開關S閉合或開啓

由上述二實驗之結果，我們可得知：

1. 載流導線周圍可以產生磁場，由磁場的變化亦可在導線圈中產生電流。

2. 閉合線圈與另一磁鐵或同磁鐵（載流線圈）發生相對運動或同相對運動（載流線圈上之電流時斷時續或時強時弱）時，可使另一線圈內產生暫時電流。

3. 上項電流可視爲導線截切磁力線（穿過一線圈面之磁力線有所增減）的結果。

4. 上項電流之大小，隨閉合線圈與另一磁鐵（或同磁鐵）所作相對運動（或同相對運動）的速率而正變。

【法拉第籠】（Faraday's cage）

這是法拉第在研究感應電荷時所做的冰桶實驗。他利用一個後來被

稱為法拉第籠（如圖 8— 85所示）的東西，原是銅架上的鐵絲籠。將一個驗電器放在籠內，他能證明不論籠外的電有多大，甚至籠子本身也通上電，在籠內卻一點也測不到。法拉第甚至親身鑽到籠子裏去研究這個現象。籠上的電荷完全附在籠的外表上。


圖 8 — 85

法拉第籠目前已經用在表示任何被金屬箱、金屬棒或金屬板所包圍的空間，其內部完全被隔絕，外界的電場和無線電波都被遮蔽了。在進行利用極靈敏的儀器作精確的測量時，這種籠子就被應用了，依照各種用途作各種的設計。法拉第籠並且常常在許多形式的構造物中出現，例如，飛機的機艙、汽車車廂、牆上有相當多鋼筋的建築內部等等。船身也是法拉第籠，所以在其內不用耽心閃電的危險，電荷總留在外表。

【法定伏特】（Legal volt）

即國際伏特（*international volt*），係以衞司吞電池（*Weston cell*）之電動勢為標準而確定的：

$$1\text{法定伏特}=\frac{1}{1.0183}\text{衞司吞電池之電動勢}$$

【法定安培】（Legal ampere）

即國際安培（*international ampere*），係在銀鹽溶液中，每秒析出 0.0011180 克純銀時所需之電流強度。

【法線】（Normal line）

如圖 8 — 86 所示之法線（$\overrightarrow{ON}$）為最簡單之直線法式。

平面曲線之法線為在曲線之平面內垂直於其切線而過切點之線，若以 x'' 及 y'' 記切點之坐標，則切線方程式為

$$y-y''=\frac{dx''}{dy''}(x-x'')$$

因法線必須過切點，且須垂直於切線，故其方程式爲

$$y-y''=-\frac{dx''}{dy''}(x-x'')$$

法線一名通常專指法線一部分即介於切點及法線與X軸之交點間者而言。法線長之一般公式，關於X軸者爲

$$N=y''\sqrt{1+\frac{dy''^2}{dx''^2}}$$

法線一名，有時用以表示自切點至切點吻合圓中心之距離。

對於法線之定義似以此爲確定，若在有雙曲率之曲線時，則此定義益顯。如此則其公式爲

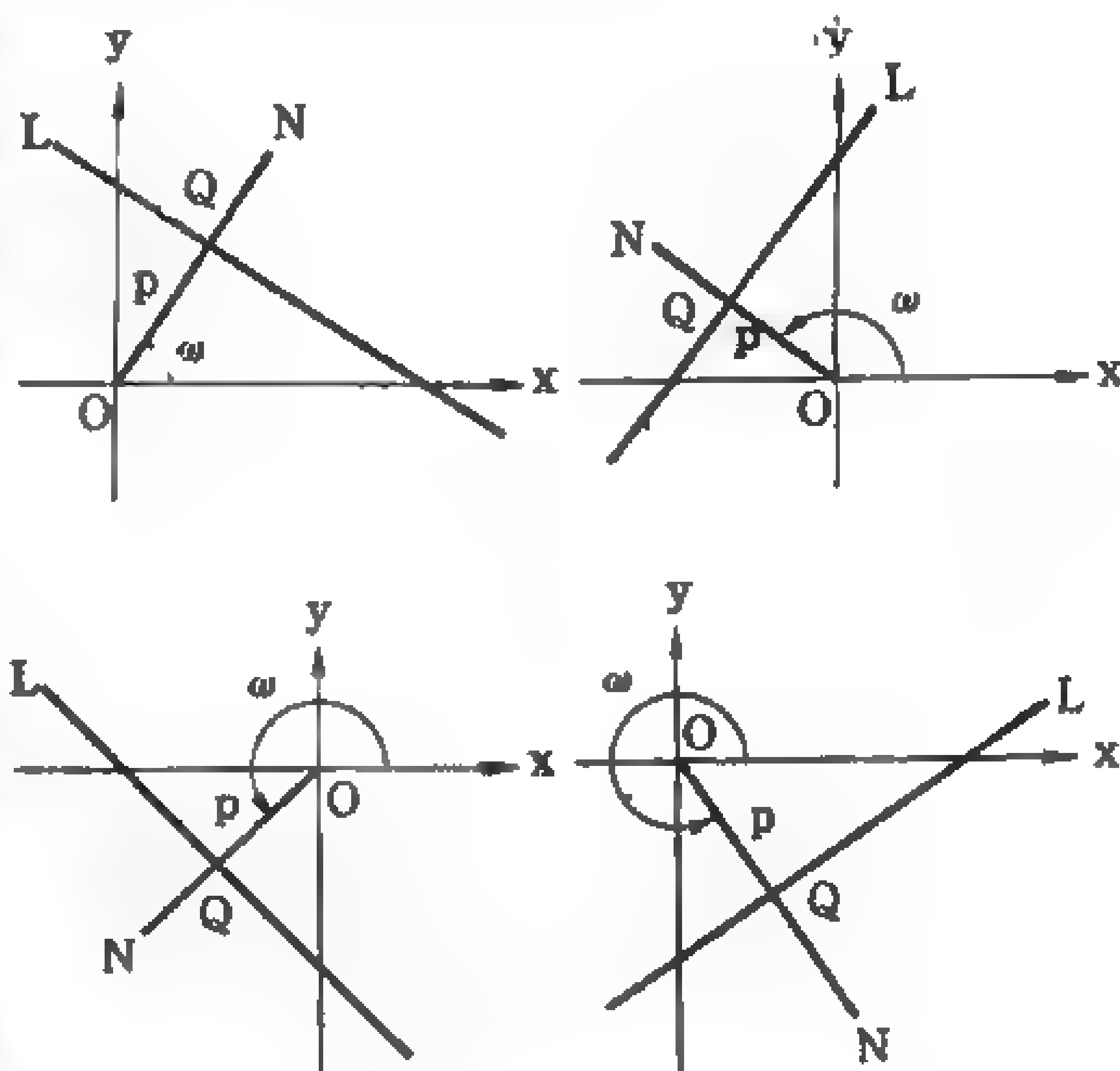


圖8—86　直線之法式

$$N=\frac{(dx''^2+dy''^2)^{\frac{3}{2}}}{dx''d^2y''}=\frac{\left[1+\left(\frac{dy''}{dx''}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2y''}{dx''^2}}$$

應用任一公式時，其$\frac{dy''}{dx''}$及$\frac{d^2y''}{dx''^2}$之值，係由聯合曲線方程式與微分方程式，而結果將x''及y''代x及y所求得者。

雙曲率曲線之法線爲在吻合平面內之直線，垂直於切線而過切點。於此情形，法線長等於自切點至該點吻合圓中心之距離。其公式爲

$$N=\frac{ds''^2}{\sqrt{(d^2x'')^2+(d^2y'')^2+(d^2z'')^2-(d^2s'')^2}}$$

曲線之法平面爲過法線在切點垂直於切線之平面。

表面之法線爲垂直於切平面，而過切點之直線。

法線之長爲自切點至該點吻合球中心之距離；表面之法平面，爲過該表面之法線之任何平面。

故過入射點與反射面垂直之線亦稱法線。

參閱"入射角（*Angle of incidence*）"條。

【法線力】（**Normal force**）

詳閱"向心力（*Centripetal force*）"條。

【法線加速度】（**Normal acceleration**）

又稱向心加速度和行進方向垂直。

參閱"切線加速度（*Tangential acceleration*）"條。

【法線影】（**Subnormal**）

法線之正射影，或省略稱爲法線影，即次法線也。其爲在坐標軸上法線與軸之交點至切點縱坐標足間之部分。即切點與法線在軸上之交點間之法線部分，所在軸上之射影。在圓錐曲線中，法線影常取於直徑上。如此則經過切點之縱坐標爲其直徑平分之弦之平行線。除特別聲明外，通例法線影均視爲取於曲線之主徑上者。在其他曲線中法線影通例均取於X軸上。又經過切點之縱坐標係垂直於X軸者。如此則對於任何曲線在一點上之法線，若其坐標爲y''及x''，則其公式爲

$$S-N=y''\frac{dy''}{dx''}$$

對於圓錐曲線指歸於主軸及切線在頂點者，則上公式變爲

$$S-N=P+r^2x''$$

在拋物線中

$$r^2 = 0 \qquad 又 \qquad S - N = P$$

即法線影爲常數，而等於參變數之半。

在橢圓及雙曲線中，則法線影在各點均不同。若在主頂點，則等於P或參變數之半。

【法樂函數】(Fowler function)

金屬表面的光電效應函數

$$Y = \alpha A T^2 \phi(x)$$

其中$\phi(x)$即爲法樂函數。

【波】(Wave)

波是在介質中傳播的一種擾動；介質中任一點的擾動位移都是時間的函數，而在任一時刻，一點的位移又是該點位置的函數。任何物理量，就某一時刻而言，或就整個空間而言，若有與上述的傳播擾動有相同的關係，亦可稱爲波。在這個定義中，"位移"取廣義意義，它不單指力學位移，電位移等也包括在內。簡言之，波是一種時變量，而又爲位置的函數；例如，電路中任何時變電壓或電流常稱之爲波。其他波的例子有：

1. 液體表面的波，它的擾動就是表面粒子自平衡位置的位移。

2. 聲波，其擾動是物質介質（氣體、液體或固體）中任一點的壓力自平衡壓力的改變。

3. 電磁波，是空間電場和磁場強度自平衡值的改變。

前兩種是力學波，因爲傳播的擾動與介質的移動相關。

【波、粒子二象性】(Wave-particle duality)

自物理學家認爲楊格干涉原理推論的結果，都能以實驗證明後，一般人都接受光是種波動現象的說法。但浦朗克（ 1900 年 ）導出的輻射

公式、愛因斯坦的解釋光電效應（1905年）及康卜頓效應的理論（1922年），都假設頻率爲 ν 的光是由光子組成，光子的能量爲 $h\nu$，動量爲 $h\nu/c$。而且許多物理現象的解釋必須承認光子的存在，於是在舊量子論中產生光是波還是粒子的現象，兩種論法。

在舊量子論中波爾等曾嘗試解決這難題，1924年他們提出如下的假設：輻射的原子爲"虛有"（*virtual*）所包圍；"虛有"是馬克士威方程式的解答，是看不見的電磁場，能引發多種不同原子過程如光的吸收或放射等，通常得借助光子來解釋。但因他們不曾肯定光子的眞正存在，所以在每一物理過程中能量及動量並不守恆。守恆只在統計上成立，這種結論是站不住的。1925年蓋革和波特證明在每一電子與光碰撞而產生的康卜頓效應中能量與動量都是守恆，而不只是統計上的成立。

在新舊量子論的過渡期間，"波粒難題"的爭論，達到最尷尬的情況。1924年德布洛利（*De Broglie*）導出粒子也可用波運動描述的結論，即物質也有波動的性質，稱爲物質波，德維生、革末（*Davisson-Germer*）和湯木生（*G. P. Thomson*）的實驗證實物質波的存在。

兩端論法的難題，最後爲量子力學所解決。波爾的互補原理指出"是波或是粒子現象"問題本身是錯誤的陳述。因任何物理現象，顯現波和粒子性質是種互補而不矛盾的現象。根據量子力學在物理量度中，以波的面貌在前臺出現愈多，則粒子性質就愈退往幕後；反之，粒子的樣子愈顯明，則波的面貌愈模糊。因此位置坐標能夠量得更精確，則粒子的性質愈顯著，但當波長的量度愈精確，則波的性質愈顯著，乃是理所當然。近代對光及運動粒子的觀點是它們本身兼具波與粒子的性質，這稱爲二象性（*duality*），但在實驗量度時只能呈現一種性質，表現波動時就隱藏粒子性，反之亦然，不可能同時觀察到波與粒子的兩種本性。描

述波動現象的物理量是頻率ν和波長λ，描述粒子運動的物理量是動量和能量，它們的關係是

$$E = h\nu$$

$$p = h/\lambda$$

h是浦朗克常數。這兩式左端表粒子性質，右端表波動性質。

在海森堡的測不準原理(*Heisenberg's uncertainty principle*)中，曾就互補性觀點，提出爲何物理現象中波和粒子性質不能同時出現的理由。在證明時必須考慮問題中的事實，即$\Delta x \Delta p \geq \frac{1}{2}h$，及描述自由粒子波長與動量關係的德布洛利公式$\lambda = h / p$，所以每次對粒子量度其波長也就是量其動量。

互補性論述的正確性，可借助安排的實驗，如測定自由粒子的位置，或對波動現象測其波長，即可予以證明。波長的精密量度，可用鑑別率爲無限大的反射型繞射光柵，光柵上的槽紋能反射入射粒子。想像在測定波長時，可以由槽紋的移動，指明每一入射粒子，以便同時進行粒子位置的量度。但實際上，這是不可能的，因槽紋的任何移動會損害到鑑別率。由於移動會改變繞射波的波長和相位，於是破壞繞射波的相參性，最後破壞光柵的原來繞射圖樣。

【波子】(Boson)

以波司、愛因斯坦統計法(*Bose-Einstein statistics*)來描述的粒子，又稱波色子。其自旋量子數爲整數，具體的定義則如下述：

同種粒子(*identical particle*)是沒有方法把它們彼此互相區分的粒子，如電子。假如在某過程中牽涉到兩個同種粒子，那麼換另一個粒子到達計數器(*counter*)是另一個不能分辨的方式，此方式與原來不交換粒子的方式干涉。所以事件的振幅是兩個干涉振幅的和；但是，這兩種情形有時以同相(*same phase*)干涉，有時卻以反相(*opposite phase*)干涉。

假設我們有兩個粒子 a 和 b 相撞，粒子 a 向方向 1 散射而粒子 b 向方向 2 散射，如圖 8 — 88 (a) 所示。令 $f(\theta)$ 代表這個過程的振幅；那麼觀察到這一事件的機率 P_1 與 $|f(\theta)|^2$ 成正比。當然，粒子 b 向方向 1 散射而粒子 a 向方向 2 散射也可能發生，如圖 8 — 88 (b)所

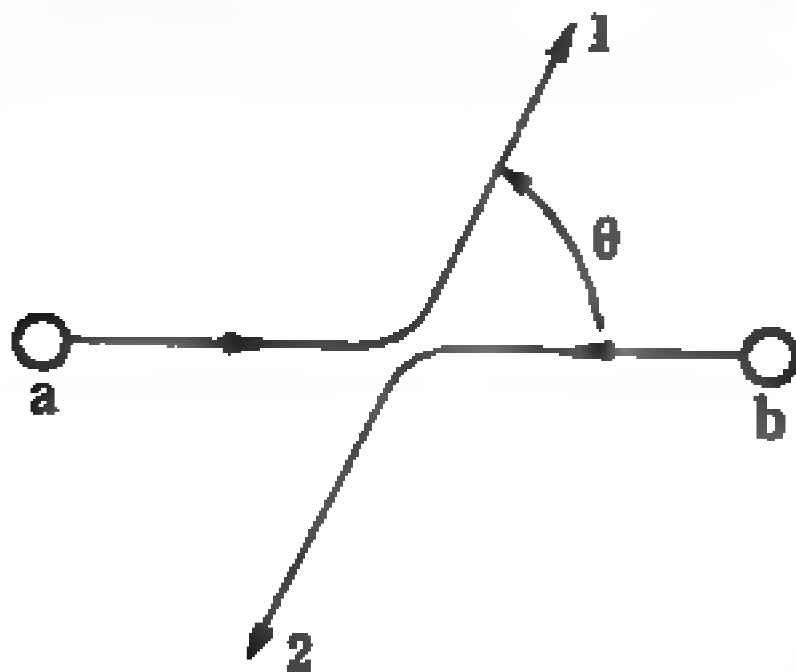


圖 8 — 87

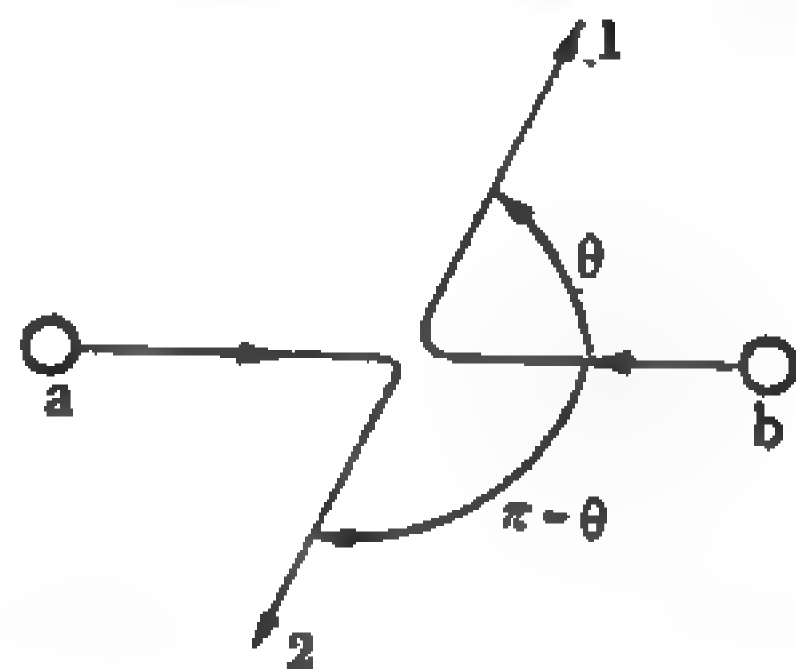


圖 8 — 88

示。假設沒有像自旋（ *spin* ）等的特殊方向出現，此過程的機率 P_2 即 $|f(\pi-\theta)|^2$，因爲此過程相當於把前一過程的計數器 1 移到角度（ $\pi-\theta$ ）。可以將第二過程的振幅考慮爲 $f(\pi-\theta)$，但這並非必要，因爲它可帶有一個任定的相因數（ *phase factor* ）。也就是說，此振幅可能是

$$e^{i\delta}f(\pi-\theta)$$

這個振幅仍然給機率 P_2 以同樣的值 $|f(\pi-\theta)|^2$。當 a 與 b 是全同粒子時，圖8 — 88與圖 8 — 89所示的兩種相同粒子之不同過程將不再能夠被區分。a 或 b 之一到達計數器 1 而另一個到達計數器 2 的振幅，是圖 8 — 88 所示的兩種過程振幅的和。假如我們稱第一個振幅爲 $f(\theta)$，那麼第二個振幅就是 $e^{i\delta}f(\pi-\theta)$，因爲我們現在要把這兩個振幅相加，所以其相因數非常的重要。假設當我們把兩個粒子互換時要把振幅乘以某個相因數；我們把它們再互換一次，其振幅應該再乘以同樣的相因數一次。但是互換兩次等於回到原來的過程。乘以相因數兩次必須回到原來的振幅，所以此相因數的平方必爲 1。這只有兩種可能：$e^{i\delta}$

等於＋1，或等於－1。交換的過程只能使振幅變號或不變號，而不可能有其他角度的相變化。這兩種情形都存在於大自然，粒子因此而分成兩族。粒子交換與不交換兩種過程以正號相干涉者稱爲波子，以負號相干涉者稱爲費子（*Fermi particle*）。光子、介子（*meson*）和重力子（*graviton*）等屬於波子。電子、μ介子（*muon*）、微子（*neutrino*）、核子（*nucleon*）和重子（*baryon*）等屬於費子。於是兩個全同粒子散射的振幅爲

波子

（直接的振幅）＋（互換的振幅）

費子

（直接的振幅）－（互換的振幅）

【波之反射】（Reflection of wave）

在均勻介質中進行之波，其方向常一定不變，但遇他種性質不同之介質或碰到障礙面時，有反回之現象，稱爲波之反射。原先向阻礙面進行的波，稱爲入射波。離開阻礙面的波，稱爲反射波。

【波之折射】（Refraction of wave）

波由第一種介質進入密度或性質不同之第二種介質時，其改變方向之現象，稱爲波之折射。

於低頻率時，如果水深度增加，水波的傳播速度即增加。在水波槽中放一塊玻璃板，使水槽分成深度不同的兩部分，可看成折射率不同的兩種介質，深部分爲疏介質，而淺部分爲密介質。

發動馬達，使線形波發生器產生一連串和玻璃板邊平行的線形波（或叫做線形週期波），並使波由深水區進入淺水區。設在深部分的波速、頻率、波長各爲v_1、n_1、λ_1，在淺部分的相當量爲v_2、n_2、λ_2，則$v_1 = n_1 \lambda_1$，$v_2 = n_2 \lambda_2$。因爲頻率不隨介質變化，則得下式關係：

$$\frac{v_1}{v_2}=\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

由所得之波形，可以看出水波在深水區中的波長比在淺水區中長，依照上式，深水區中的波速比淺水區中的波速快。

如果平面波如圖 8－89 以斜方向入射境界線，上式關係仍然成立，但波將在界面彎曲進行，方向改變，波長亦改變，但是波形仍是線形波。頻率越大水波速度隨深度增加而變小。因此，頻率越小，彎曲的情形越大。

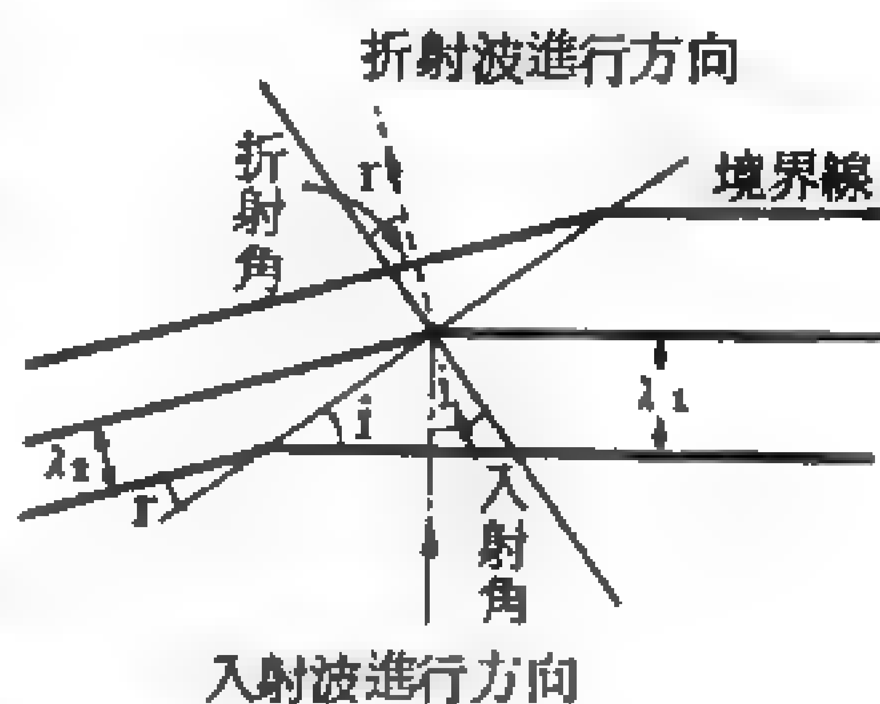


圖 8－89

若淺部分如圖 8－90 爲凸透鏡形狀，因在淺部分波速較慢，平面波通過此部分時愈靠近透鏡中央部波愈被延遲，結果平面波通過該淺層水後，則會聚成球面波。

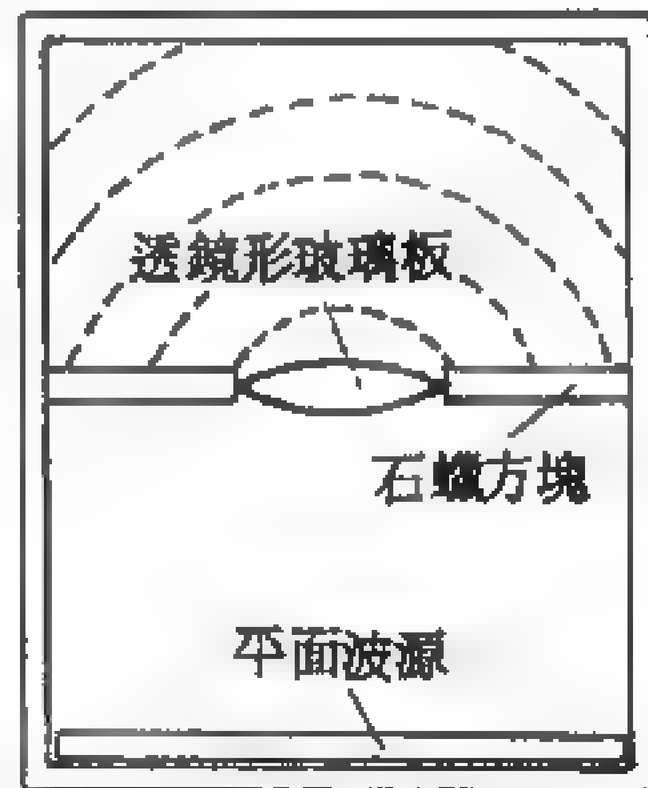


圖 8－90

水波折射的現象，可以描述一個簡單的定律，就是當波由深水區進入淺水區時，其入射角必大於折射角。

【波包】(Wave packet)

一般多譯爲波束。

詳閱“波束 (*Wave packet*)”條。

【波司、愛因斯坦分配】(Bose-Einstein distribution)

即

$$n_i=\frac{1}{Ae^{\frac{E_i}{kT}}-1}$$

其中 n_i 代表在能量爲 E_i 時的粒子數。k 爲波兹曼常數。

【波司、愛因斯坦氣體】(Bose-Einstein gas)

自旋值爲整數的粒子，遵守波司、愛因斯坦分配定律。

【波司、愛因斯坦統計】(Bose-Einstein statistics)

考慮一個空洞有完全反射壁，裏面總共有N個光子，其中N_ν個的頻率爲ν。假設裏面有一個熱容量極小的碳粒。當碳粒吸收或放出光子時，能量的改變非常之小，故可以假設能量爲定值。現在我們需要找一個式子來表示N_ν個光子分配到g_ν個狀態而任何狀態的粒子個數不受限制的方法。我們用×××來表示不可辨的光子；而兩條直線間的空格表示量子狀態，如×××｜×｜××。光子分佈於各狀態的情形如下：

×××｜×｜××｜××××××｜××｜×××

這個符號代表有三個光子在第一個狀態，一個光子在第二個狀態，二個光子在第三個狀態……等等。用五條垂直線就可以代表六個量子狀態了；因此所有用來表示N_ν個光子分配於g_ν個狀態的符號爲$N_\nu+g_\nu-1$個。$N_\nu+g_\nu-1$個符號的排列共有$(N_\nu+g_\nu-1)!$種辦法。但是這個數字太大了。爲了表示光子是不可辨的事實，我們要除以$N_\nu!$。又爲了表示區分狀態的直線是不可辨的事實，還要再除以$(g_\nu-1)!$。如果用g_ν代替$g_\nu-1$的話，不會有太大的誤差；因此把所有頻率相加的話，就可以得到熱力機率(*thermodynamic probability*)爲

$\Omega_{BE}=\prod^{\nu}\frac{(N_\nu+g_\nu)!}{N_\nu!g_\nu!}$ 這個就是波司、愛因斯坦統計。

【波列】(Wave train)

連續振動所生的諧波。一連串之等幅波，其斷續有一定之距離。

【波色子】(Boson)

詳閱“波子(*Boson*)”條。

【波向量】(Wave vector)

最簡單的單色平面波的形式爲

$$e^{i(kr-\omega t)}$$

表示往$\vec{k}$方向進行的振動，其振動的波長是

$$\lambda=\frac{2\pi}{k}$$

其波的行進速度即相速度是

$$v_{\phi}=\frac{\omega}{|\vec{k}|}$$

爲等速行進的波。通常就稱向量$\vec{k}$爲波向量。在量子力學中，一切波都可對應一粒子系統，因此由德布洛利（*De Broglie*）、愛因斯坦的公式，角頻率爲ω的波對應於粒子的能量爲E，其關係爲

$$E=\hbar\omega \qquad \left(\hbar=\frac{h}{2\pi}\right)$$

同時波向量$\vec{k}$則對應於粒子的動量$\vec{p}$

$$p=\hbar k \qquad |\vec{k}|=\frac{2\pi}{\lambda}$$

通常，平面波代表一束同方向（$\vec{k}$）行進的粒子。爲了考慮波的進行與粒子的速度之間的關係，可以想像$\vec{k}$向量有些分散。此類以$\vec{k}$爲中心分散的波，重疊成一波包，這波包侷限在空間的一小部分，由此可以定出粒子的大概所在。然後波包的群速度（*group velocity*）（整個波包移動的速度），可以當作粒子的速度。由數學的分析可知，此類波向量相近的平面波，構成一波包，各波的頻率則是k的函數，而其波包中心移動的速度（群速度）v_g可以寫爲

$$v_g=\frac{d\omega}{dk}$$

另一方面，在相對論中一粒子的速度是

$$v=\frac{dE}{dp}=\frac{\hbar d\omega}{\hbar dk}=v_g$$

所以在應用德布洛利、愛因斯坦關係之後，可知粒子速度和波包的群速

度相同。

【波向量守恆】(Wavevector conservation)

在晶體中，光子與晶格碰撞，不論是否爲彈性碰撞，其碰撞前後波向量的總和有守恆關係。如入射的光子和散射後的光子，波向量各爲$\vec{K}$及$\vec{K'}$，則在彈性碰撞中，波向量守恆律可表示爲

$$\vec{K'} = \vec{K} + \vec{G}$$

在非彈性碰撞中，波向量守恆律可表示爲

$$\vec{K'} + \vec{q} = \vec{K} + \vec{G}$$

式中$\vec{q}$爲因碰撞而產生的聲子之波向量，$\vec{G}$爲反晶格向量。

【波束】(Wave packet)

波束是由許多不同波長的波重疊起來造成的波。這種波只在某些位置處才有振幅，如圖 8 — 91 所示。如果已經知道一波束的形狀，則可以分析一下構成波束的單頻波是那些波及其振幅的大小，卽各單頻波佔這合成波的成分若干。由分析顯示，如果波束的範圍約有Δx的大小，則單頻波的形狀也會有波束的情形產生，而其波束的波數範圍若是Δk，

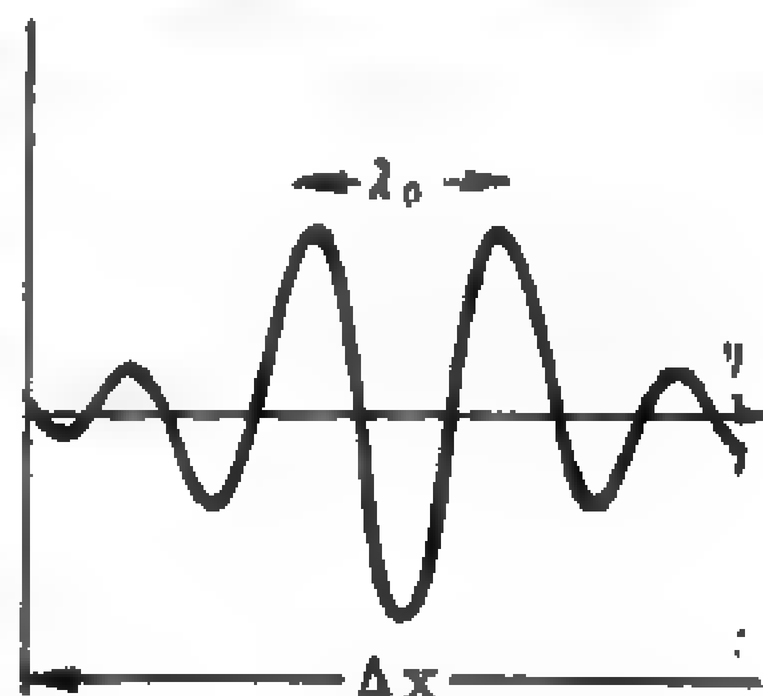


圖 8 — 91

則Δx與Δk之間有$\Delta x \cdot \Delta k \approx 1$的關係，卽是一波束愈集中時，其組成的頻率範圍就愈寬，反之亦然。在波動力學中，我們將波束看成具有粒子性質的東西。若粒子的動量是p，則換算成波時與波長的關係如下式：

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k = \hbar k \qquad (\hbar = \frac{h}{2\pi})$$

式中h爲蒲朗克常數，λ爲波長。前述的Δx與Δk的關係可寫成以下的關係式：

$$\Delta x \cdot \Delta p \simeq \frac{h}{2\pi}$$

這式就是所謂測不準原理(*indeterminate principle*)。

粒子的速度並非是單頻波的相速度(*phase velocity*),而是波束的群速度$V=\Delta v/\Delta k$。在波動學上,如果群速度和相速度不同時(即和各單頻波的進行速度不相同),波束就會隨時間而擴展,越來越不集中。由於這點,使純粹的波動說(質量隨振幅絕對值平方的大小而分佈)的看法不能成立。也使人們不得不接受波粒子、二象性(*wave - particle duality*)的看法,而將振幅絕對值的平方解釋爲粒子在某處出現的機率。

平常的波束在非均勻介質傳播時,波束會變形散開,其主要的理由是:構成物質波的波束之不同單頻波(*monofrequency wave*)的性質與在非均勻介質中的傳播性質很類似,不同的波長會有不同的傳播速度,相速度$\vec{v_\phi}$與動量p有關係(自然也就與波長λ有關係),所以波束的散開是非常自然的事。

這裏,我們可以看看其散開的情形,通常一個波束的散開變化,當然得先看每一個角頻率爲ω的單頻波,其傳播速度與波長的關係。設想一維空間的德布洛利波(*De Broglie wave*),如果這波束在波數上的分佈是相當窄的話,那就是說,如果波束可被寫成

$$\Psi(x,t)=\int_{\infty}^{\infty} f(k-k_0)e^{-ik(x-x_0)+i\omega t}\,dk \tag{1}$$

並且其中$f(k-k_0)$要在k_0的附近有數值,而在$k \gg k_0$或$k \ll k_0$時都小到可以被忽略,那麼,$\omega(k)$可以用$(k-k_0)$的級數展開來表示

$$\omega(k)=\omega(k_0)+\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0}(k-k_0)+\frac{1}{2}\left(\frac{d^2\omega}{dk^2}\right)_{k=k_0}(k-k_0)^2+\cdots \tag{2}$$

我們忽略比$(k-k_0)^2$更高次的項。

在式中$\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_0}$就是粒子的速度$v$，$\left(\frac{d^2\omega}{dk^2}\right)_{k=k_0}$亦可以由$\left(\frac{dv}{dk}\right)_{k=k_0}$ $=\left(\hbar\frac{dv}{dp}\right)_{k=k_0}$中求得，這裏我們就把$\left(\frac{d^2\omega}{dk^2}\right)_{k=k_0}$稱為$\alpha$，我們不把$v$和$\alpha$的實際值代入，因為這只使問題複雜，而不容易處理，而且我們在這裏只把v和α寫作參數看，也可以看出波束的散開性質。把（2）式的ω值代入（1）式中，將$\omega(k_0)$寫成ω_0，即得

$$\Psi(x,t)=e^{i(k_0(x-x_0)-\omega_0 t)}$$

$$\cdot\int_{-\infty}^{\infty}f(k-k_0)\,e^{i(k-k_0)(x-x_0-vt)-\frac{i\alpha}{2}(k-k_0)^2 t}\,dk$$

為了方便起見，我們可以假定一個特殊的波形，如果起始的f函數的分佈是高斯狀（*Gaussian form*）的，亦即

$$f(k-k_0)=e^{-(k-k_0)^2/2(\Delta k)^2} \qquad (3)$$

Δk是此波束的波數分佈的大小，這種波數的分佈在$k=k_0$處有一尖峯，而在$|k-k_0|>\frac{\Delta k}{2}$處則$f$的數值很快降到零，如圖8—92所示，

為了方便起見，讓$k-k_0=k$，則

$$\Psi(x,t)=e^{i(k_0(x-x_0)-\omega_0 t)}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}e^{ik(x-x_0-vt)-\frac{k^2}{2}\left(i\alpha t+\frac{1}{(\Delta k)^2}\right)}\,dk$$

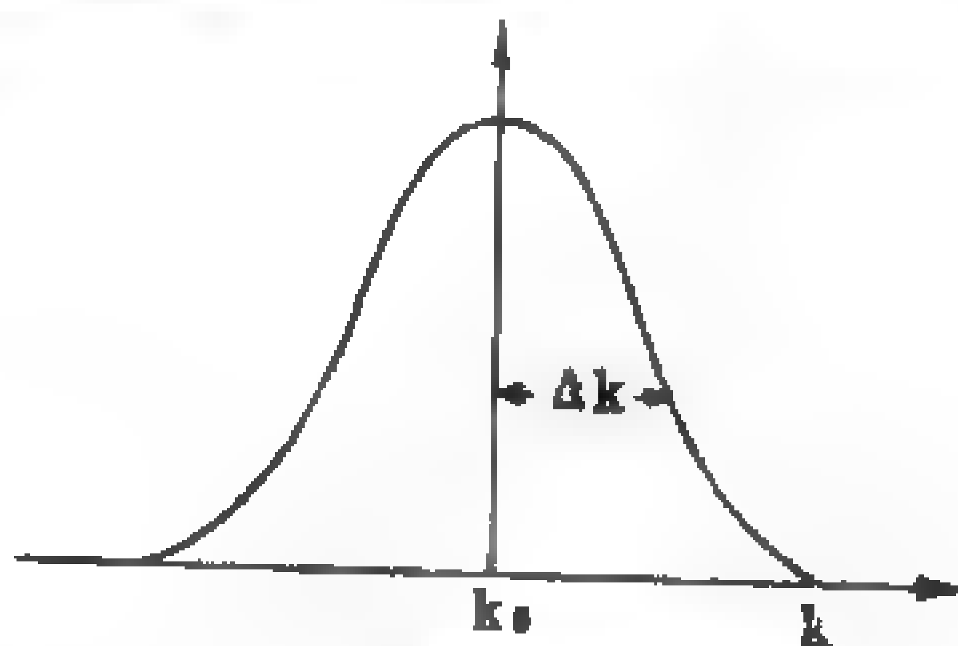


圖8—92 高斯狀的波數分佈

經過積分，整理之後可以得到

$$\Psi(x,t)=exp\left[\frac{i\alpha t}{2}\,\frac{(\Delta k)^4(x-x_0-vt)^2}{1+t^2\alpha^2(\Delta k)^4}\right]$$

$$\cdot\,exp\left[i(k_0(x-x_0)-\omega_0 t)\right]\cdot\sqrt{\frac{2\pi(\Delta k)^2}{1+i\alpha(\Delta k)^2 t}}$$

$$exp\left[-\frac{(\Delta k)^2}{2}\frac{(x-x_0-vt)^2}{1+t^2(\Delta k)^4\alpha^2}\right] \quad (4)$$

我們從（4）式中可以很簡單地得到一個結果，即波的強度I是

$$I\sim e^{\left[\frac{-(\Delta k)^2(x-x_0-vt)^2}{1+\alpha^2t^2(\Delta k)^4}\right]}$$

因爲凡是可以寫成e^{ix}形式的量，其絕對值都是1，$e^{ix}=(cosx+isinx)=|cosx+isinx|=\sqrt{cos^2x+sin^2x}=\sqrt{1}=1$，而波的強度是與$|\Psi|^2$成正比的。因此（4）式中就只有這一項對波強度有貢獻，從（3）式中，我們可以看出，這是一個以x_0+vt爲中心的高斯狀分佈，從這裏，我們也可以知道，我們的波束的確是以$v=\left.\frac{d\omega}{dk}\right|_{k=k_0}$在運動的。同時，我們也可以看出，此波束空間分佈的平均大小（依照（3）式高斯形式的寬度定義）是

$$\delta x=\frac{1}{\Delta k}\sqrt{1+\alpha^2t^2(\Delta k)^4}$$

在$t=0$時，$\delta x=\frac{1}{\Delta k}\equiv\delta x_0$，這是波束最先的分佈，這與$\Delta x\Delta k\simeq 1$的結果一樣，但在$t$大時

$$\delta x=\delta x_0\sqrt{1+\frac{\alpha^2t^2}{(\delta x_0)^4}}\simeq\frac{\alpha t}{\delta x_0}$$

顯然$\delta x>\delta x_0$，而且δx_0越小時δx會越大，即原來的波束越集中，波束就散得越快。

波的散開性質，對波動力學（*Wave mechanics*）的影響非常大，最後也使量子力學（*Quantum mechanics*）成爲一個統計性（*statistical*）的理論，放棄了古典力學的確定性描寫。我們上面所說的都只在一維空間上討論，其實，這些結果都可以普遍化到三維空間上去的。

【波谷】(Wave trough)

調幅波中，射頻振幅最小的區域，卽波谷。例如，橫波作起伏波動時，其最高處稱爲波峯，兩波峯間最低處稱爲波谷。

【波形】(Wave form)

波之外部輪廓叫波形，至於聲音的波形可以用示波器(*oscillograph*)顯示，使我們能夠實際看到。如圖8—93。

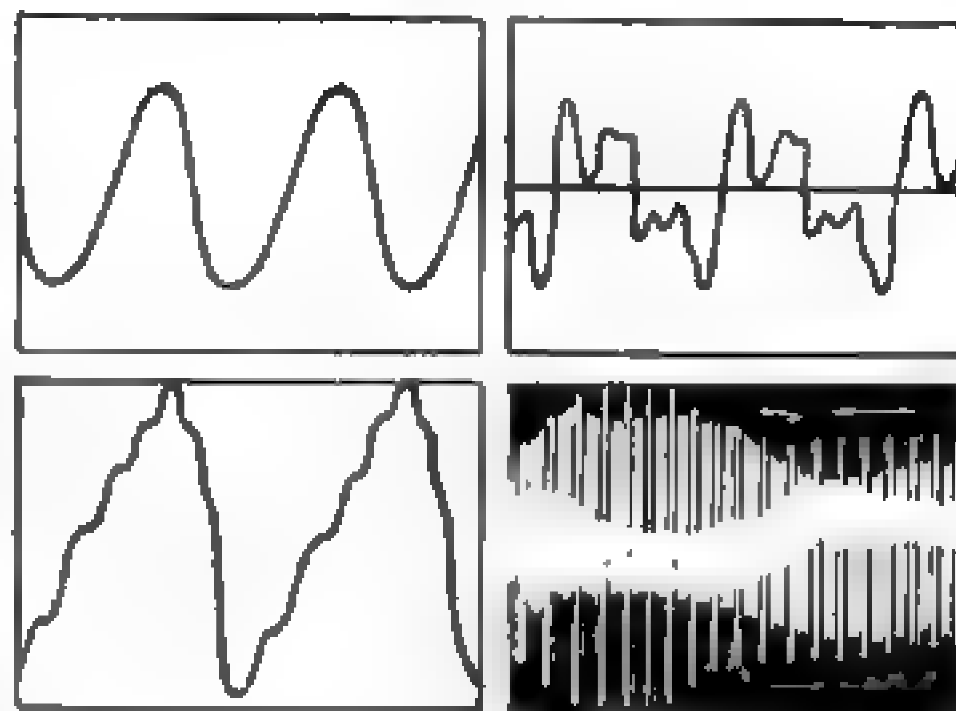


圖8—93　以示波器所看的波形

由示波器看聲波圖形，要把聲音區別出來時得注意下列幾點：

1. 音調(*pich*)的高低，由振動頻率的不同看出來。圖8—94中所示除乙的音調較高之外，其他皆同。

2. 響度的強弱(*loudness of sound*)，由振幅的大小看出來。圖8—94中所示除丙的聲音較弱外，其他皆同。

3. 音色(*tone quality*)不同者，波形就不同。圖8—94中所示除丁的聲音爲音色不同的音之外，其他皆同。

至於電波則有方形波(*square wave*)、鋸齒波(*sawtooh wave*)、脈衝波(*pulse wave*)和正弦波(*sine wave*)等各種不同的波形。

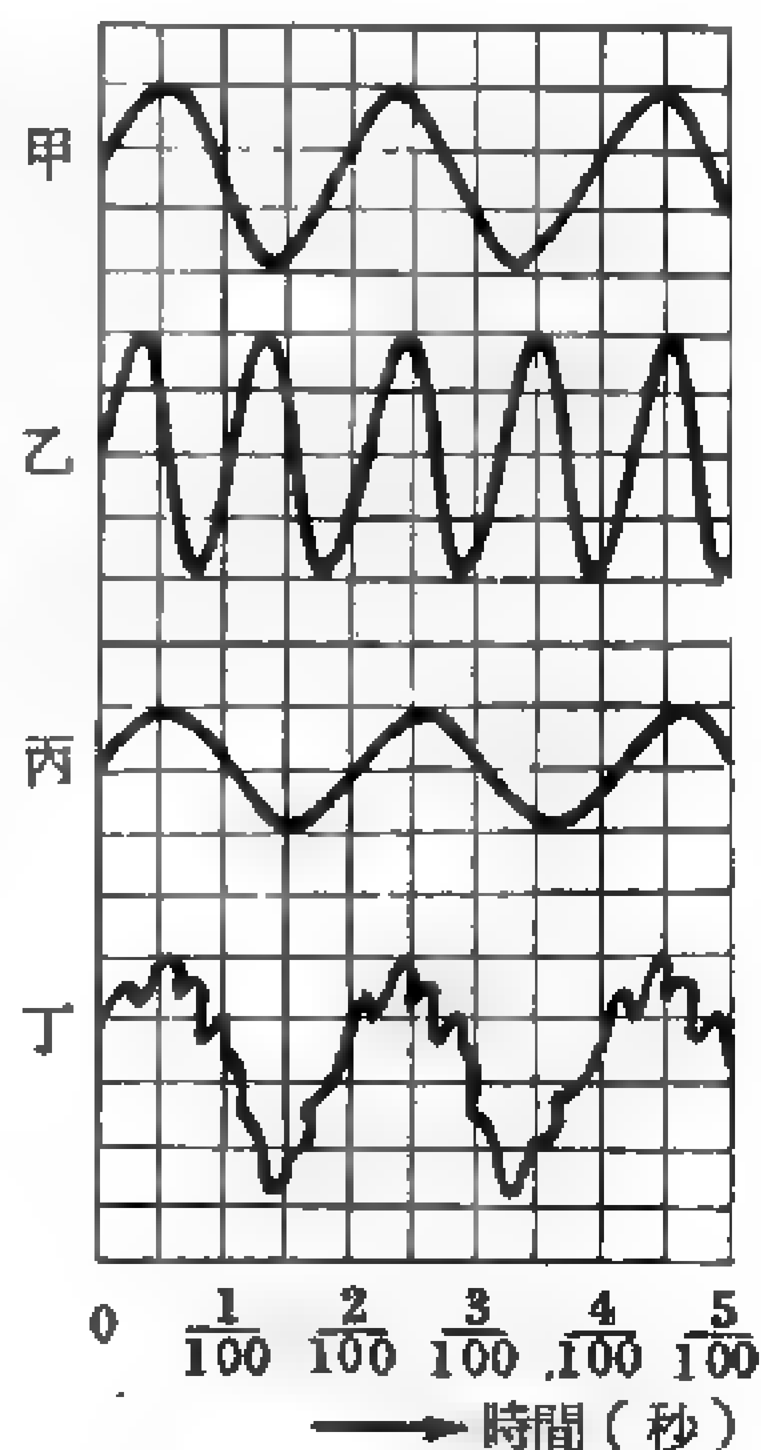


圖8—94

【波形失眞】(Wave form distortion)

指放大後的電波與原來波形不同。

【波形圖】(Oscillogram)

利用示波器記錄某一隨時間變化的過程

而得到的圖形。

【波長】(Wave length)

波長常以 λ (希臘字母 *lambda*) 表之。波長乃指在同一波狀曲線上具有同一振動狀況之相鄰二點間的距離而言。即兩波峯(*crest*)或兩波谷(*trough*)間之距離。其長度等於頻率除其速度所得之商。由此可知，波長係決定於振盪的頻率與波的傳播速度。如果波的傳播速度為 v ，振盪週期為 T ，則波在時間 T 內所走過的路程為：

$$\lambda = vT = \frac{v}{f}$$

其中 $f = 1/T$ 是振盪頻率。故振盪頻率愈高，則波長愈短。

在諧和波中，相位差為 2π 的任意兩點間的距離為一波長。若為 x 方向的平面諧和波，其角頻率為 ω ，波擾動的形式為

$$\sin(\omega t - kx)$$

則波長是

$$\lambda = 2\pi / k = 2\pi v / \omega$$

其中 k 是波向量，v 是波進行的速度。

【波長計】(Wavemeter)

測量電波波長或頻率的儀器。

波長計中使用最廣的類型為諧振式波長計(圖8—95)，是一種有刻度的振盪系統，在這個系統裏，與調諧裝置的一定位置相對應的自然振盪頻率為已知。當被測振盪的頻率與波長計所調諧的頻率相等時，就會發生諧振，該諧振可根據波長計廻路中強迫振盪的幅度增長，利用任何一種指示器來識別。因為波長計的振盪頻率為已知，故根據諧振的出現就可以確定被測振盪的頻率。

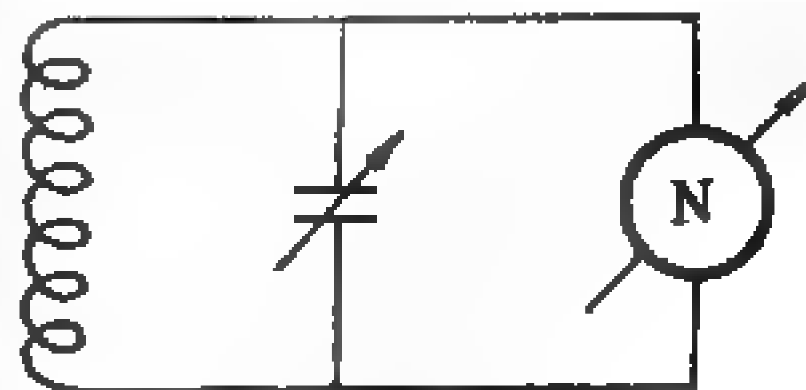


圖 8 — 95

波長計的另一類型（圖8－96），即所謂外差式波長計，是一個小功率電子管振盪器或差頻振盪器。這個差頻振盪器具有刻度，在調諧裝置的每一個位置上，其所生的振盪頻率均為已知。通常根據外差法（*hyterodyne method*），和差頻振盪器的已知頻率相比較，便可將欲測頻率測定出來。被測振盪與外差振盪之間的緩慢拍動便說明兩種振盪的頻率幾乎已精確地符合。

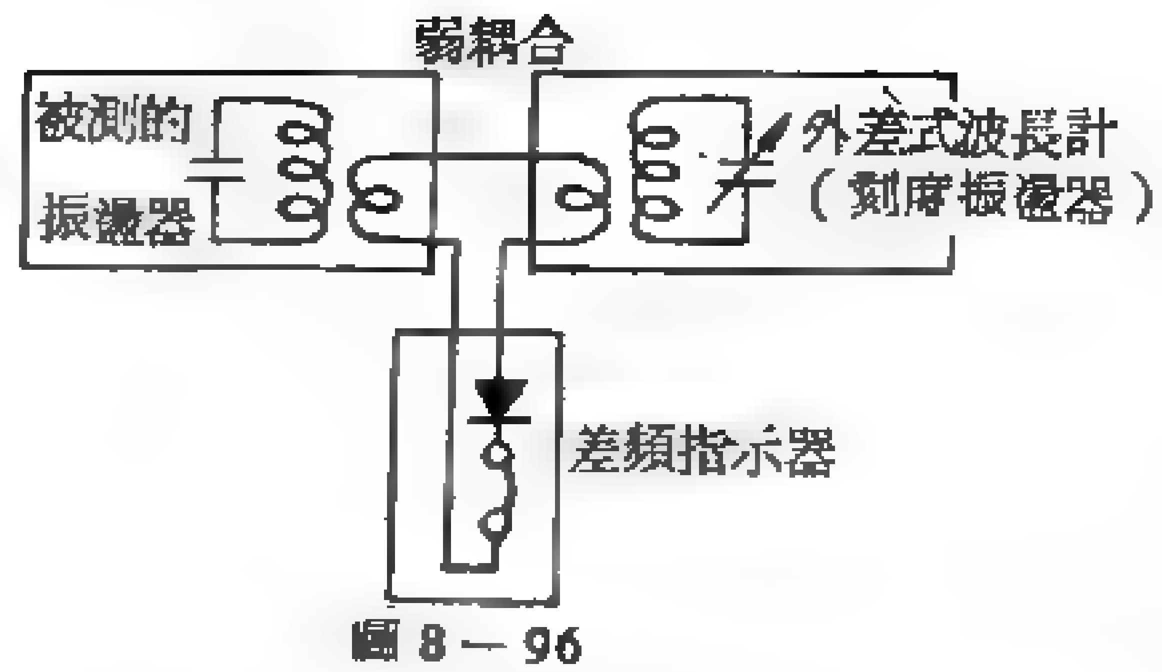


圖8－96

【波狀能】（Wave energy）

能量之傳遞為波動形式者，即稱波狀能，如光能及熱能都屬波狀形式。

【波函數】（Wave function）

原則上說，任何情形的波動，其波上之點的位移皆可以用一函數來描述。這函數便叫波函數。

如圖8－97，假設當當 $t=t_1$ 時，波動函數為 $\Psi=\Psi(z,t_1)$，$t=t_2$ 時為 $\Psi=\Psi(z,t_2)$；則當 $t=t_1$ 時，在 $z=z_1$ 點的位移為 $\Psi(z_1,t_1)$，而在 $t=t_2$ 時，有同樣位移之幾何對應點移至 $z=z_2$。即

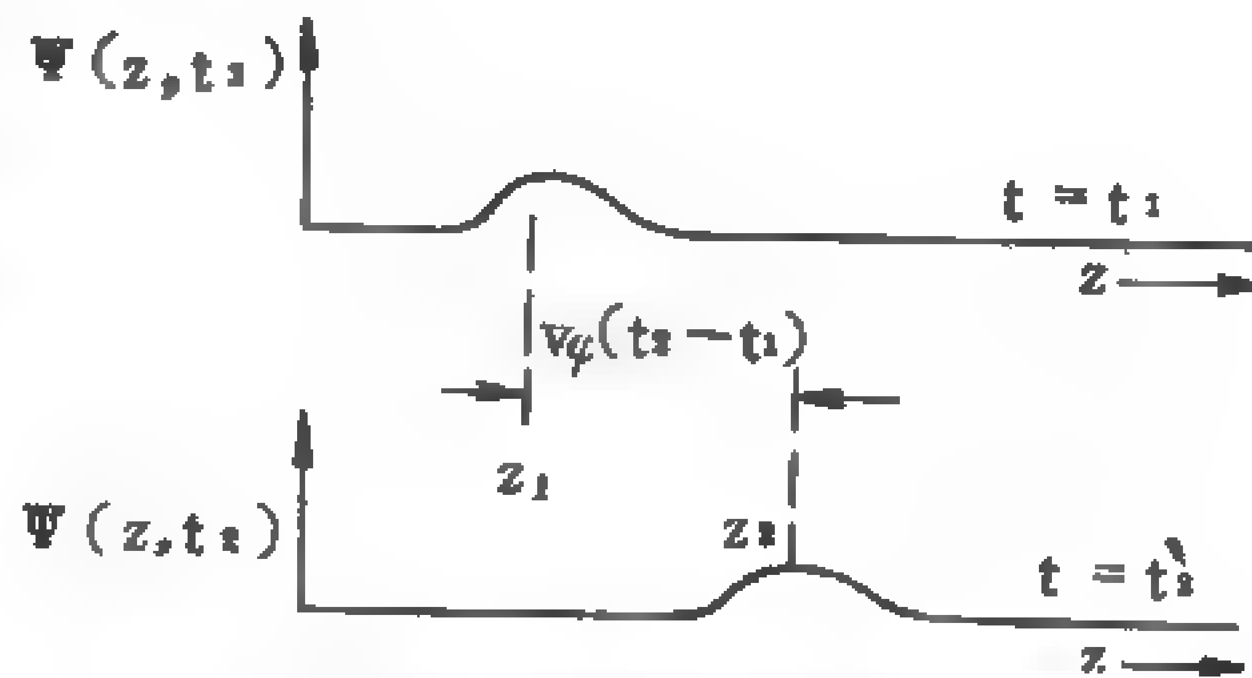


圖8－97　行進波以相速度 v_φ 行進的情形

$$\Psi(z_1,t_1)=\Psi(z_2,t_2) \qquad (1)$$

由相速度（*phase velocity*）的定義，可得一關係式

$$z_2=z_1+v_\varphi(t_2-t_1) \qquad (2)$$

即

$$z_2 - v_\varphi t_2 = z_1 - v_\varphi t_1$$

由（1）式和（2）式可知，只要這些點之（$z - v_\varphi t$）值相等，波動函數$\Psi(z, t)$在某些點有相等值，所以唯一的可能是$\Psi(z, t)$為（$z - v_\varphi t$）的函數，即

$$\Psi(z, t) = F(z - v_\varphi t)$$

上式是行進波（*travelling wave*）之波函數的普遍形式，至於其確實的函數形式，則決定於外力的變化情形和介質的性質。

以上所述是普通的波函數，在粒子物理裏，波函數則另有特殊的涵義與作用。

在波動力學中，一粒子或是相互間並不重要的粒子束之運動，是以波函數$\Psi(r, t)$描述，波函數是位置$\vec{r}$和時間t的複數函數，其傳播遵循薛丁格方程式：$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + V\Psi = -\frac{\hbar}{i}\frac{\partial\Psi}{\partial t}$，式中$\hbar$是浦朗克常數除以$2\pi$，$m$是粒子質量，$V(\vec{r})$是古典理論上的位置函數。

在這個方程式裏波的振幅平方所代表的是質量分佈。這個想法是非常自然的，因為在古典的波動中，振幅的平方都是代表著能量。不過，這種說法卻碰到了許多困難，其中最大的困難是波束的擴散，這使得粒子無法保持其大小，因此，波恩（*M. Born*）提出了一種解說，那就是或然率（*probability*）的說法。他把振幅的絕對值平方解釋為粒子在某時刻（t）在某處（$\vec{r}$）（我們的波函數為$\vec{r}$，t的函數）出現的或然率。依此解釋，則在時間為t時，以$\vec{r}$為中心，體積為$d\vec{r}$的範圍內發現粒子的機率與$|\Psi(\vec{r})|^2 d\vec{r}$成正比，$|\Psi(\vec{r})|^2 = \Psi^*(\vec{r})\Psi(\vec{r})$稱為機率密度（*probability density*）。

由於波函數的絕對值平方所代表的是或然率，因此很自然地，波函數就必須受到下面的限制

$$\int_{\text{整個空間}} \Psi^*(\vec{r}, t)\Psi(\vec{r}, t)\, d^3r = 1 \qquad (3)$$

因爲在整個空間中要找到這個粒子的總或然率應該是1。這條件稱之爲歸一化條件（*normalization condition*）。這條件使得波函數的形式大受限制，有許多函數雖然能符合薛丁格方程式（*Schrödinger equation*），但是我們並不能接受爲有物理意義的波函數。

事實上，如果一個函數的絕對值平方對整個空間的積分不會到無限大的話，則我們永遠可以將此函數除以一個常數使它能符合（3）式，所以符合

$$\int \Psi^{*}(\vec{r}, t)\Psi(\vec{r}, t)\, d^{3}r < \infty \qquad (4)$$

的波函數稱爲歸一化的（*normalizable*）。要使函數能具有（4）式之性質，一個先決條件是

$$\lim_{|x|\to\infty} \Psi(\vec{r}, t) = 0$$

在物理上，可以被接受的波函數，必須符合上式所要的限制。也就是因爲這個理由，使得在某些位能下波函數的解只有特定的幾個，而形成被量子化（*quantized*）。

我們已經知道$\Psi^{*}(\vec{r}, t)\Psi(\vec{r}, t)$是代表著粒子在$\vec{r}$地方出現的或然率，那麼我們也可以問粒子被量到動量是p的或然率是若干呢？這問題並不難解決，首先我們先找固定動量的波函數是什麼。我們知道有固定動量的波函數相當於有固定波數的波，這種波的形式是$e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$。不過，這個波在無限大的空間是無法被歸一化的，因爲

$$\int e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}\, d^{3}r = V \to \infty$$

照理說，我們不能接受這種函數當做物理的波函數，爲要了解這問題，我們用一個辦法，稱之爲立方盒歸一（*box normalization*），那就是把空間看成是一個邊長各爲L的立方體，將波函數限制在盒裏面，將盒外的波函數假設爲零。因此，在盒的邊緣$\Psi = 0$，這就成了一個邊界條件，由於這個邊界條件，$\vec{k}$的數值就大受限制，把立方盒的一角位

於原點，而立方盒的三邊與三個坐標軸重合，則很顯然地，所能允許的波函數的空間部分爲

$$\Psi(\vec{r}) \simeq \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z$$

並且，k_x，k_y，k_z 也被限制爲

$$k_x = \frac{n_x \pi}{L} \quad k_y = \frac{n_y \pi}{L} \quad k_z = \frac{n_z \pi}{L} \quad (n_x, n_y, n_z \text{爲正整數})$$

並且，波函數也可以被歸一爲

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{(2L)^{\frac{3}{2}}} \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z$$

另外還有一種相類似的立方盒歸一法，是要求波函數對 x，y，z 的函數關係必須是以 L 爲週期的週期函數，這種邊界條件，稱爲週期性邊界條件（*periodic boundary condition*），即

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(x+L, y, z) = \Psi(x, y+L, z) = \Psi(x, y, z+L)$$

這樣，我們可以把波函數歸一成爲

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{L^{\frac{3}{2}}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

而 $$k_x = \frac{2\pi n_x}{L} \quad k_y = \frac{2\pi n_y}{L} \quad k_z = \frac{2\pi n_z}{L} \qquad (5)$$

n_x，n_y，n_z 都是整數。

上面兩種立方盒歸一法，在 L 爲有限數位時，所得到的結果是不同的，然而對一般的空間而言，L 很大，事實上對很多問題，我們需要取 $L \to \infty$ 的極限，在那種狀況下，n 的數值就幾乎成爲連續的，用上面兩種歸一方法的任一種（我們主要的目的是要使波函數歸一）都沒有什麼分別，由於用週期性邊界條件可以保持波的複數形式，處理起來較方便，我們在下面用的是第二種歸一法。

因此，對於任何一個波函數 $\Psi(\vec{r}, t)$ 都可以被寫成

$$\Psi(\vec{r},t)=\sum_{k} a_{k}(t)\frac{1}{L^{\frac{3}{2}}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

其中總和是將符合（5）式的所有k都加入，$a_k(t)$為不含$\vec{r}$之常數，這其實就是傅立葉級數（*Fourier series*）的展開，而a_k與傅立葉分量可說是一樣。有了上面這個展開之後，我們很容易對a_k做下面的解釋：因為它是表示$\Psi(\vec{r},t)$在$\frac{1}{L^{\frac{3}{2}}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$分量的成分，所以$|a_k|^2$即是代表著這個$\Psi(\vec{r},t)$狀態，被量到其動量是$\hbar k$的或然率。

若以動量$\vec{p}$代替位置$\vec{r}$描述系統，則有另一波函數$\Phi(\vec{p},t)$，性質及解說一如$\Psi(\vec{r},t)$。由測不準原理知Ψ與Φ不是獨立無關的。例如，如果Ψ與Φ都呈明顯的尖峯分佈；即粒子的位置與動量可以很精確地量度，這樣就違反了測不準原理，所以這是不可能的。更由粒子的波動性質，粒子的位置是以振幅表示，而德布洛利關係式表示粒子的波長與動量有關。所以Ψ與Φ之間有一定的關連，它們間的關係為

$$\Phi(\vec{p},t)=\int e^{-ip\cdot r}\Psi(\vec{r},t)\,dr$$

【波前】（Wave front）

所謂波前是指一波動在同一時間所到達之點所構成的面，其上各點的相位在同一時間的值均相同。波的傳播可視為波前在介質中的運動。若此表面為一平面，則稱為平面波前（*plane wave front*），如水波；若為球形，則稱為球形波前（*spherical wave front*），如聲波。

【波面】（Wave surface）

一個波源所引起之波動，其相位移在同一時間的值均相同之諸點所連成之面。

【波峯】（Wave crest）

波之最高處。

參閱"波谷（*Wave trough*）"條。

【波特】（Walther Wilhelm Georg Bothe 1891—1957）

德國實驗物理學家，對宇宙線及原子核物理之研究，發展重要之技術，1944年爲德國監督建造第一座廻旋加速器。與蓋革（*Hans Geiger*）發展符合電路以計數次原子粒子，並量度非常短的時間間隔。因其用符合法研究宇宙射線，與波恩（*Max Born*）同獲1954年諾貝爾物理學獎。1932年赴海德堡大學任教，並自1934年起任物理學研究所所長。

【波恩】（Max Born 1882—1970）

1882年元月十一日生於布勒斯勞（*Breslau*）（當時屬德國，今劃給波蘭）的猶太人家。先後在柏林、海德堡、蘇黎世求學，最後在哥丁根大學得博士學位。早年對固態理論很感興趣，1912年與馮卡曼（*Von Karman*）合寫一篇晶體振盪能譜的論文，比勞厄（*Laue*）由實驗確定晶體的晶格結構還早。1925年著一本奠定晶體理論之基礎的書，後來又好幾次回頭在這方面研究，最後一本有關晶體的書在1954年與黃昆合著。1920年代初期興趣轉到了原子結構，1923年庖立（*Pauli*）和海森堡（*Heisenberg*）是他的助手。當時波爾（*Bohr*）和左末菲（*Sommerfeld*）的舊量子論有許多困難，波恩和海森堡及約旦（*Jordan*）創立矩陣力學，足以解釋舊量子論所不能解決有關原子理論的問題。最初他們的理論看來與薛丁格的波動力學不同，但後來被證明是一致的，今天一致公認矩陣力學比波動力學更爲基本。1954年以"對波函數的統計詮釋"獲諾貝爾物理學獎。那時的哥丁根大學在他和佛蘭克（*Frank*）領導之下，是世界理論物理研究的中心，許多歐美的年輕學者都嚮往來此研究。他是極出名的講演者，講課內容甚深，但使聽者清晰瞭解。對學生態度親切而不拘小節，與當時一般古板的德國教授（他們甚至不和學生握手）大不相同。1933年希特勒執政後

，波恩馬上離開德國，赴英國劍橋大學，1936 年任愛丁堡大學物理學教授。1953 年退休後，返回到哥丁根。波恩一生，發表過三百多篇論文及二十多本書。歐本海默和梅耶夫人都是他的學生。1970 年元月五日逝於哥丁根。

【波恩近似法】(Born approximation)

在碰撞散射過程中求截面積的一種近似計算法。在近代物理中常常提到有心力場 (*central field*) 的散射。由位函數 $V(\vec{r})$ 所成球對稱場，當粒子射入時，薛丁格方程式為

$$\nabla^2\varphi+\frac{2m}{\hbar^2}\left[E-V(\vec{r})\right]\varphi=0$$

描述散射必須將波函數寫成入射波和散射波的形式，設在 r 很大的地方，波函數近似式為

$$\varphi\simeq e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}+\frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r}f(\theta,\phi)$$

式中 $f(\theta,\phi)$ 稱為散射幅。散射微分截面與散射幅的關係為

$$\sigma(\theta,\phi)=|f(\theta,\phi)|^2$$

波恩近似法乃求 $f(\theta,\phi)$ 的近似式。將薛丁格方程式改寫，令

$$k^2=2mE/\hbar^2 \qquad U(r)=2mV(r)/\hbar^2$$

則 $$\nabla^2\varphi(r)+k^2\varphi(r)=U(r)\varphi(r)$$

用格林函數 (*Green function*) 的方法解此方程式，得

$$\varphi\simeq\frac{-1}{4\pi}\int\frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}F(\vec{r}')dr'$$

將此式寫成漸近形式，再與 φ 的近似式相比較，可以得到 $f(\theta)$ 的波恩近似式為

$$f(\theta)=-\frac{2\pi m}{\hbar^2}\int e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}}V(\vec{r})\,d^3r$$

由此，可以求出散射截面。因此只要將球對稱的位函數 $V(\vec{r})$ 代入此

式中積分，就可以求出 $f(\theta)$。當然，要波恩近似式能夠得到良好的預測結果，其能應用的範圍也受到限制，這是因爲波恩已將高次項略掉的緣故。

【波恩、馮卡曼熱容理論】(Born-Von Karman theory of specific heat)

謂熱容等於

$$C_v = k\int_0^{\nu_L} g(\nu)\,\frac{\left(\frac{h\nu}{2kT}\right)^2}{\sinh^2\left(\frac{h\nu}{2kT}\right)}\,d\nu$$

ν_L 爲最大正項頻率，$g(\nu)\,d\nu$ 代表在 ν 與 $\nu + d\nu$ 頻率範圍內的正項波模。

【波恩、梅耶方程式】(Born-Mayer equation)

$$U = \frac{a^2\epsilon^2 NA}{r} - be^{-r\rho} + \frac{c}{r^6} + \epsilon_0$$

U 代表離子晶體的束縛能，等式右列第一項爲庫倫能，第二項爲離子外層的電子排斥位能，第三項爲范得瓦力所產生的能量，ϵ_0 是一個常數。

【波恩、歐本海默近似法】(Born- Oppenheimer approximation)

計算在一個分子或固體中原子相互間力常數的方法。根據觀察知道，電子運動比較重的核運動要快得很多，我們可以假設電子隨核運動。因此在計算中先視核固定不動，計算電子的能量本徵值，而原子核在不同位置時，該電子能量的變化，則可視爲由原子間作用力而致的位能。

【波玆曼】(Ludwig Boltzmann 1844 — 1906)

奧地利理論物理學家，1844 年二月廿日生於維也納。維也納大學畢業後，曾任教於歐洲各著名大學，如格拉茨(*Graz* 1869 — 1873，

1876—1890)、維也納(1873—1876,1895—1900,1902—1906)、慕尼黑(1890—1895)、萊比錫(1900—1902)等大學。對輻射理論、氣體運動論及古典統計力學有不朽的貢獻。1884年，波茲曼推導史特恩、波茲曼定律(*Stern-Boltzmann equation*)的理論方程式，陳述物體所輻射的總能量與溫度的四次方成正比。發現H理論，將時間流動的方向與熵的增加相關聯。繼又發展波茲曼分佈律，爲在一定溫度時，一系統中所有粒子之能量分佈的表示式，與馬克士威共同創立馬克士威、波茲曼統計力學。1906年九月五日逝世於的里雅斯德。

【波茲曼分佈定律】(Boltzmann distribution law)

以數學形式表示爲

$$N(v)=4\pi N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}}v^{2}e^{-\frac{mv^{2}}{2kT}}$$

在波茲曼分佈定律方程式中$e^{-\frac{E}{kT}}$之項謂之波茲曼因數。

【波茲曼方程式】(Boltzmann equation)

在相位空間中的連續方程式。一般而論，對一群粒子會被產生或消失，且受力的影響而運動，只有跟蹤所有粒子的記錄方法才能導出這群粒子的連續方程式。

由於在相位空間中粒子的密度由分佈函數而定，所以波茲曼方程式是以分佈函數寫出，而它的結果表明分佈函數隨空間、速率、時間而變化的情形。

【波茲曼因數】(Boltzmann factor)

在統計力學裏，一系統在能態爲E的機率P爲

$$P=C\exp(-\beta E)$$

式中C爲歸一化因數(*normalization factor*)，其目的在使總的或然率等於一。$\beta=1/kT$，k爲波茲曼常數，T爲絕對溫度。上式

中因數 $exp(-\beta E)$ 稱爲波茲曼因數。

參閱"馬克士威、波茲曼分佈定律（*Maxwell's - Boltzmann distribution law*）"條。

【波茲曼定律】（Boltzmann's law）

在氣體裏面任何一點的密度與 $e^{-\frac{PE}{kT}}$ 成正比，其中PE爲位能。設若除重力外，尙有別種力存在對氣體的分子施力。譬如，使分子帶電，然後使它受到電場或其他電荷的吸引。又如原子之間，或原子與器壁之間，或原子與固體之間皆有引力存在。這些相互的引力隨位置而異，而都能作用於分子上。現在我們爲了簡化起見，假定所有的分子都是一樣的，每個分子所受的力也都一樣，則氣體所受的合力就是每個分子所受的力乘以分子的數目。爲了避免無謂的麻煩，讓我們選定一個坐標系統，其 x 軸的方向和力 $\vec{F}$ 的方向相同。

一如常用的辦法，若我們在氣體內取定二個平行的平面，其間的距離是 dx，則各分子所受的力，乘以每立方厘米的質點數 n，再乘dx，必須與壓力差平衡：$Fndx = dP = kT\,dn$，再把此式改寫成以後更有用的形式

$$F = kT \frac{d}{dx}(\ln^{n})$$

現在我們來看，$-Fdx$ 是我們把一個分子從 x 帶到 $x + dx$ 所做的功，假如F是出自位能的；也就是說，所做的功可以用位能來表示，則 $-Fdx$亦恰是位能的差。換言之，位能微分的負値是力所做的功Fdx，因此我們得到 $d(\ln^{n}) = -d(PE)/kT$，經過積分運算後可得

$$n = (\text{常數})\, e^{-PE/kT}$$

上式稱爲波茲曼定律。這個定律是統計力學中另外一個重要的原理；在特殊的空間排列中找到分子的或然率是依指數函數的形式變化的，

指數函數通常以 e 爲底，它的指數是這種排列的位能之負值除以 kT。

這個原理說明了分子分佈的情形；假如液體中有帶正電的離子（*positive ion*），吸引著周圍帶負電的離子（*negative ion*），不同的距離，各有多少離子呢？假如位能與距離的函數關係已經知曉，那麼不同距離之處分子數的比率就可由此定律決定之。其他類似的情形，皆可應用波茲曼定律。

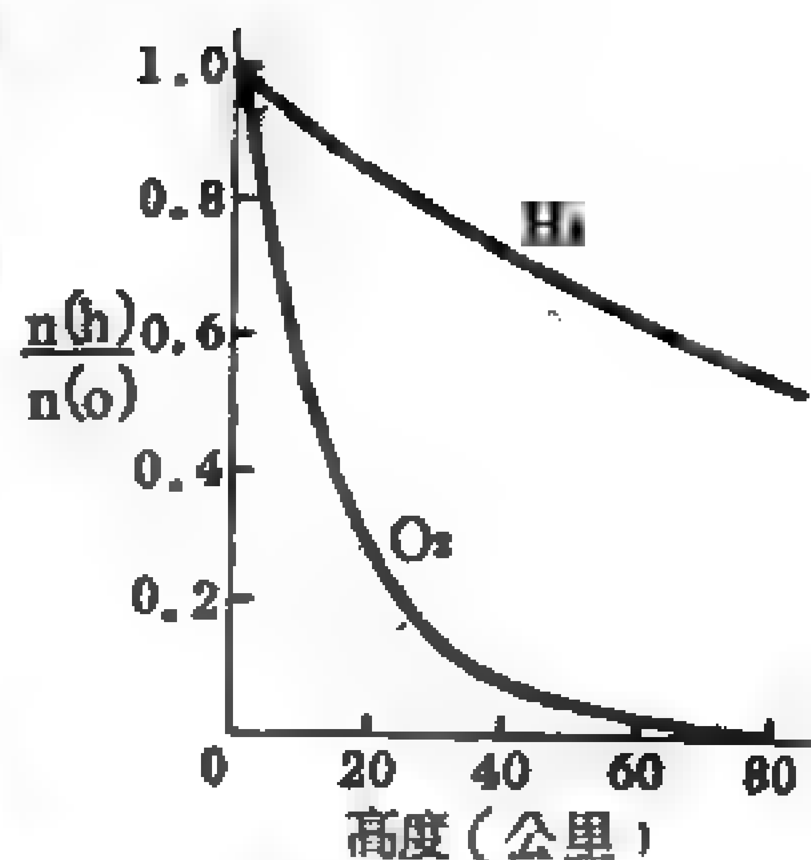


圖 8—98
溫度保持一定時，地球重力場中氫和氧，二者歸一化的密度隨高度而變的情形。

【波茲曼原理】（Boltzmann's principle）

波茲曼的統計力學（*Statistical mechanics*）的主要結果之一告訴我們，物體的熱量，可以當作分子運動的動力變量（*dynamic quantity*）的一種平均值看待；例如熱、溫度等等，都是從組成物體的大量分子的複雜隨機運動（*random motion*）而來的。物體的熱量愈多，分子的隨機運動能量愈多；溫度愈高，表示分子每自由度的平均動能愈大；也就是說，熱是"能"的諸般形式中的一種。

假定有一物體，浸在一溫度保持一定的熱容器中；此外，物體與容器係處於熱平衡的狀態（二者溫度相等），且彼此之間沒有熱能交換。此時儘管表面上觀察不出能量交換，但是如果仔細觀察物體的原子運動情形，我們就會發現，定量的能量隨時在通過境界面由物體傳到容器，或自容器傳給物體。外觀上的平衡是因爲此種微小的、隨機的能量交換太小了，小得令人無法看到。事實上，分子的能量係以其平均值爲中心不停的漲落；波茲曼的統計力學對此種漲落的情形所得之結論是這樣的：就原子說的觀點看來，剛剛談到的物體，係一具有無窮自由度的、極端複雜的動力系統，後者之狀態是由坐標 $q_1, q_2, q_3, \cdots\cdots q_f$ 與對應的

動量p_1, p_2, p_3………p_f決定的（f表自由度）；這些坐標、動量雖係以非常複雜的方式隨時間而變，但能滿足一組包括容器的坐標、動量在內的運動方程式。系統的能量爲$2f$個坐標與動量的已知函數，也是隨時間而變的，只有在系統與周遭環境隔絕的情形下才是常數；對我們現在討論的物體而言，能量當然是變動的，因爲它與容器之間有能量交換。由於坐標、動量、能量隨時間而變的方式非常複雜，要想在每一特別情形下"理論的"決定這些變量，通常是不一定辦得到的；因此我們只有求助於統計方法，換句話說，我們可以討論坐標、動量的"機率分佈"；也就是說，在動力系統隨時間而變的過程中，坐標與動量採取某些值的次數比較多，而採取另外某些值的次數比較少。

令系統的能量爲p，q的函數，並以$E(q_1, q_2, \cdots\cdots q_f, p_1, p_2, \cdots\cdots p_f)$表之。根據統計力學原理，第一坐標的值介乎$q_1$與$q_1+dq_1$之間，第二坐標介乎$q_2$與$q_2+dq_2$之間……，而同時第一動量的值介乎$p_1$與$p_1+dp_1$之間，第二動量的值介乎$p_2$與$p_2+dp_2$之間……的或然率，可由下式算出

$$P(q_1q_2\cdots\cdots q_fp_1p_2\cdots\cdots p_f)dq_1dq_2\cdots\cdots dq_fdp_1dp_2\cdots\cdots dp_f$$

$$=A\exp\left\{-\frac{1}{kT}E(q_1q_2\cdots\cdots q_fp_1p_2\cdots\cdots p_f)\right\}$$

$$dq_1dq_2\cdots\cdots dq_fdp_1dp_2\cdots\cdots dp_f \qquad (1)$$

上式中的A稱爲歸一化因數（*normalization factor*），其目的在使總的或然率等於一；因此

$$A=\frac{1}{\iiint\cdots\int\exp\left\{-\frac{1}{kT}E(q_1q_2\cdots p_f)\right\}dq_1dq_2\cdots dp_f} \qquad (2)$$

（1）、（2）兩式中的T，代表容器的絕對溫度；在熱平衡的狀況下，此一溫度與物體本身的絕對溫度是相等的；k爲一常數，其值視溫度與能量的單位而定，如溫度、能量分別採用克氏度數（$°K$）與爾格（

erg），則

$$k = 1.380622 \times 10^{-16} \text{ 爾格} / {}^\circ K$$

k 通稱爲波玆曼常數；（1）式即係著名的波玆曼原理。

【波玆曼常數】（Boltzmann constant）

一通用的物理常數，其值爲 $k = 1.380622 \times 10^{-16}$ 爾格／°K。可由理想氣體常數 $R = N_A k$ 得之，N_A 爲亞弗加厥數，由實驗得知 $N_A = 6.022169 \times 10^{23}$（克分子）$^{-1}$。$R$ 由理想氣體方程 $PV = RT$ 中之壓力 P、克分子體積 V 及絕度溫度 T 之測定得知其值爲

$$R = 8.31434 \times 10^{7} \text{ 爾格} / {}^\circ K \text{克分子}$$

波玆曼常數也可以由黑體輻射強度的光譜分佈之觀察而直接測定。浦朗克從他的著名黑體輻射定律，求得史特恩常數 $\sigma = 2\pi^5 k^4 / (15c^2 h^3)$，$c$ 爲光速，h 爲浦朗克常數，及維恩位移律（*Wien's displacement law*）$\lambda_{max} T = 0.2014hc/k$，$\lambda_{max}$ 爲在溫度 T 時黑體輻射強度分佈中強度最大處輻射線波長。由實驗得知

$$\sigma = 5.66961 \times 10^{-5} \text{ 爾格} / (\text{厘米})^2 \text{秒} ({}^\circ K)^4$$

$$\lambda_{max} T = 0.290 \text{ 厘米} {}^\circ K$$

由上兩式可求得 k，與理想氣體常數所得者非常一致。

波玆曼常數另外又可以從布朗運動中粒子的平均位移之測定而得知。

參閱“布朗運動（*Brownian motion*）”條。

【波速度】（Wave velocity）

無線電波速是每秒三萬萬米，聲波在空氣中之波速度約1,129呎/秒。

【波動】（Wave motion）

凡從物質一點的振動，能漸次傳播到四周，產生同週期性的振動的現象，稱爲波動。例如，向靜止的水面投下石頭時，就會以落水點爲中心，有波浪向四方擴散開。此現象即波動。

振動時，介質內各質點僅在原處振動，並不隨傳遞方向而遠移。波動與流動（*flow*）的最大區別，即在於此。

在眞空中所發生的波動是電磁波；在氣體中所產生的波是聲波；在液體中的波動，就是所謂流體力學波；在固體中的波，叫做彈性波。但是，電磁波比其他的波動更易於傳播，因爲它不僅可在氣體、液體、固體傳播，它也可以在眞空中傳播。

【波動之折射定律】（Refraction law of wave motion）

從光學中，我們早已獲悉折射定律之內容。此定律係由荷蘭學者司乃耳（*Willebrord Snell*）所發現，故一般稱之爲司乃耳定律。此一定律敍述：

1.入射線、反射線與法線位於同一平面上。

2.光線進入光密介質時，會向法線一邊折射，而進入光疏介質時，則向離開法線的一邊折射。

3.等長之入射線與折射線，在兩介質鏡面上的投影之比（即折射率），與該兩種介質之性質有關。對於兩種任意選定的介質而言，無論入射方法如何變化，此一比值均保持不變。

在圖8—99中，設$MA=a$和$MB=a$爲等長之入射線及折射線，而MA_1和MB_1爲該二射線在兩種不同介質之境界面上的投影，則由直角三角形MA_1A及MB_1B（設α爲入射角，β爲折射角），可知$\sin\alpha=\frac{A_1M}{a}$，$\sin\beta=\frac{B_1M}{a}$。由此再得：$\frac{A_1M}{B_1M}=\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$。

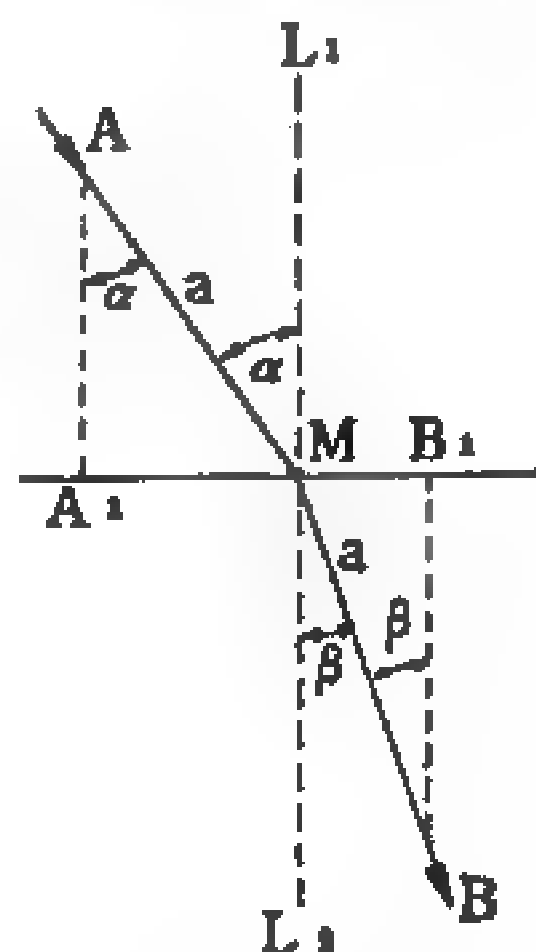


圖8—99

質言之，即：等長之入射線與折射線，其投影之比可由入射角的正弦與折射角的正弦之比取代之。

倘若我們依照上述的說法，同時將第二定律置之不顧（ 其實第二定律實已包含在第三定律之中），而只將第一與第三定律歸納在一起，則司乃耳折射定律便可以下述之新的方式表出：

倘有一射線由一介質射入另一介質，則該射線恆與其法線位於同一平面之內，且其方向必作如此之改變，以致入射角之正弦與折射角之正弦之比，除與二介質之性質有關而外，必始終保持不變，此一比值稱為折射率。

因此一定律是從惠更斯原理（ *Huygen's principle* ）產生出來的，故對任何波動現象均可適用。從聲學中我們獲悉，在各種不同之介質中，波動傳播速度亦各不相同。譬如在15°C時，聲波在空氣中是以340米／秒的速度，在二氧化碳中僅以261米／秒的速度傳播出去。一般而論，當任何一種波動在二介質中傳播時，具有較小波速之介質，我們均稱之為密介質，而具有較大波速之介質，則稱之為疏介質。

在圖8—100之中，一波係以直線波前，或就立體方面而言，以平面波前A_1A_5以及B_1B_5斜向投射於二介質M_1及M_2之境界面F_1F_2上。設在疏介質M_1中之波速為c_1；在密介質M_2中之較小波速為c_2。又為簡便起見，設c_2恰好等於c_1之一半。

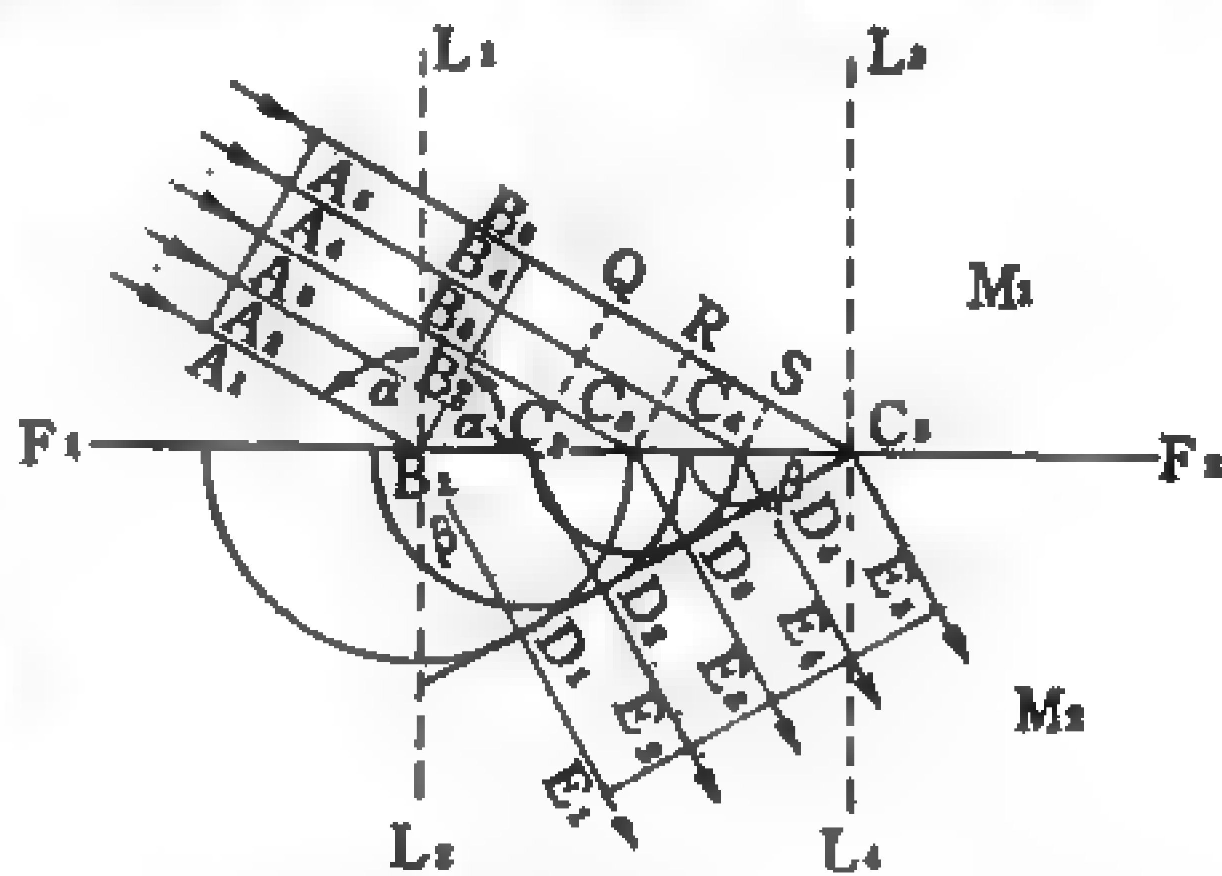


圖8—100
惠更斯原理可以解釋司乃耳發現之波折射定律

在距離相等之五射線A_1B_1，A_2B_2，A_3B_3，A_4B_4，A_5B_5之中，當射線A_1B_1射入介質M_2而以半徑$B_1D_1=\frac{1}{2}B_5C_5$構成惠更斯元波向前傳播時，A_5B_5剛好進抵分界面上，其行程為B_5C_5。由C_2，C_3及C_4各處，同

樣會發出惠更斯元波，其作圖法如下：

與波前B_1-B_5相平行，亦即與波射線A_1B_1，A_2B_2，A_3B_3，A_4B_4及A_5B_5互成垂直之三條直線C_2Q，C_3R及C_4S，其彼此之間的距離都是相等的。當射線A_5B_5在介質M_1中由Q進抵C_5之時，介質M_2中之C_2點即傳播出一種以$C_2D_2=\frac{1}{2}QC_5$為半徑之半圓形元波，這是因為在介質M_2中之傳播速度只有在介質M_1中之傳播速度的一半之緣故。同理，從C_3所傳播出之元波，此時已進抵以$C_3D_3=\frac{1}{2}RC_5$為半徑之半圓上，而從C_4傳播出去之元波，已進抵以$C_4D_4=\frac{1}{2}SC_5$為半徑之半圓上。

在介質M_2中所產生之新波前，又是此等元波之包跡C_5D_1，而其取循之新的傳播方向乃以與此波前互成垂直之波射線C_2D_2，C_3D_3，C_4D_4等之方向為準。此等波射線的方向與原有波前之波射線的方向係屬互異；此種方向上之改變，稱為折射；又入射線與境界面上法線構成之角（例如$\angle A_1B_1L_1=\alpha$）稱為入射角，而折射線與該法線構成之角（例如$\angle E_1B_1L_2=\beta$）則稱為折射角。於是，二介質中波速c_1與c_2之比遂可由B_5C_5與B_1D_1二段之比決定之

$$\frac{B_5C_5}{B_1D_1}=\frac{c_1}{c_2} \qquad (1)$$

由於$L_1B_1\perp B_1C_5$，故$\angle B_5B_1C_5=\alpha$。又因$L_2B_1\perp B_1C_5$及$C_5E_5\perp C_5D_1$，故$\angle B_1C_5D_1=\beta$。由B_5處之直角三角形$B_1B_5C_5$，可得下式

$$\sin\alpha=\frac{B_5C_5}{B_1C_5} \qquad (2)$$

再用D_1處之直角三角形$B_1D_1C_5$，又得下式：

$$\sin\beta = \frac{B_1D_1}{B_1C_5} \qquad (3)$$

由（2）式及（3）式可得：

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{B_1C_5}{B_1D_1} \qquad (4)$$

或在顧及（1）式之情形下可得：

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2} \qquad (5)$$

我們倘將$\frac{c_1}{c_2}$稱爲折射率，且以n表示之，則得：

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \qquad (6)$$

於此可見，我們不啻根據惠更斯所倡導的波的觀念，把我們業已熟悉之司乃耳折射定律推導出來了，只不過條文略有不同，並且這些式子對所有波動都是可以適用的了。玆特將其申述如下：

舉凡具有直線波前或平面波前之波於觸及二不同介質之境界面時，其波前之方向必作如此之改變，以致入射角之正弦（即入射線與境界面法線構成之角之正弦）和折射角之正弦（即被折射之波射線與境界面法線構成之角之正弦）之比，必與第一介質中之速度和第二介質中之速度之比完全相等。於此可知，對二介質言，入射角之正弦與折射角之正弦之比（亦即折射率）乃始終保持不變，即爲一常數。

據此，在光學中衆所周知之折射率n，現在遂可改以傳播速度之比表之，並且此一說法對於各種不同性質之波動皆適用。

角度愈大，正弦的數值亦愈大，故從折射定律中，我們又可獲得一項結論如下：

波射線於射入光密介質時，會向法線的一邊折射；而進入光疏介質時，則向離開法線的一邊折射。

波進入密介質中時，波長恆會發生縮短的現象；其原因可用波動之基本公式 $c = n\lambda$（即波速＝頻率×波長）毫不費力的加以解釋；蓋頻率 n 係取決於波源的本質，可保持不變，故射線進入密介質中時，速度 c 必將降低，因此根據上述基本公式，波長 λ 之值也就同時變小了。

反之，譬如具有某一定音調之鐘聲，由空氣傳入水中時，其聲波之速度恆會大大地增加（由 340 米／秒增至 1,435 米／秒），所以波長 λ 亦會連帶增加。但我們在水中之所以感到音調仍然一樣，並不會低於空氣中者，無非因為我們耳朵對音調之高低，僅能根據頻率 n 之大小而不能根據波長 λ 之長短加以判斷而已。這與另一事實並不抵觸，那就是：在某一特定之介質中，譬如在空氣中，較低的音調，亦即較小之頻率 n，恆具有較長之波長 λ。

【波動方程式】（Wave equation）

我們由波函數（*wave function*）之定義知向 $+x$ 傳遞的行進波之波函數為 $F(x-vt)$。很明顯地，向 $-x$ 方向的行進波的波函數為 $F(x+vt)$。因此當有行進波在 x 軸上通過時，則介質的運動情形只有兩種，或為 $F(x-vt)$ 或為 $F(x+vt)$。

但介質的運動可用一微分方程來表示，只要此方程式能同時描述此兩種不同方向的波動，也就是說同時能為 $F(x-vt)$ 與 $F(x+vt)$ 所滿足。

這種方程式有很多種，但階次最低的為

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

此式即稱為波動方程式，為行進波的波函數所需遵循的微分方程。

但我們由質點的受力情形去分析，會發現任何波動的波函數均合乎波動方程式的形式，只要當質點間的彈性力為線型的即合於虎克定律（*Hooke's law*）。

以上所述爲一維波動方程式，若爲三維，則方程式爲

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

在眞空中傳播的電磁波便符合此方程式。

而滿足此方程式之解爲

$$u=Ae^{i2\pi(kr-\nu t)}=Ae^{i2\pi(xk_x+yk_y+zk_z-\nu t)}$$

【波動力學】(Wave mechanics)

自很多現象，如黑體輻射、光電效應及光譜分析等等，在微觀範圍發現物質有波與粒子的雙重性質，且是古典力學所無法解釋的。由物質的波與粒子二象性出發，薛丁格發展出波動力學，用一個微分方程式描述物質在微觀範圍的運動，以解釋古典力學無法解釋的現象。再經波恩(*Born*)、海森堡(*Heisenberg*)、狄悅克(*Dirac*) 等人的努力推動，成了近代物理學的主流。現在可以由若干基本假設建立波動力學，這些假設就是整個波動力學的輪廓且適用於一般的量子力學，亦即適用於矩陣力學(*Matrix mechanics*)。

在波動力學的基本觀念上，首先需要重疊原理(*principle of superposition*)，這原理是波動現象的特性。並且，由此可知波動方程式的解是線性者，就是任意解的組合還是其解。這種解稱之爲波函數(*wave function*)。其次，任何物理量在微觀下量度，對波函數而言，可視爲一種算符的作用。這種將物理量視爲算符，主要是從物質的波與粒子的雙重性，亦即愛因斯坦、德布洛利關係而來的，例如$\frac{\hbar}{i}\nabla$及$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$分別表示動量與能量的算符。然後將古典非相對論力學的公式換成算符的形式，即

$$E=\frac{\vec{P}^2}{2m}+V(\vec{r},t)\rightarrow H=-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+V(\vec{r},t)$$

式中每一個可觀測量代之以其算符，而得到一波動微分方程式

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r},t)+V(\vec{r},t)\psi(\vec{r},t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t)$$

這叫做薛丁格波動方程式。不同的物理系統，具有不同的位能$V(\vec{r},t)$以及邊界條件，而得到不同的解$\psi(\vec{r},t)$（波函數），以及能量本徵值。於是此系統中的一切物理性質均可由此波函數$\psi(\vec{r},t)$而求得；例如$|\psi(\vec{r},t)|^2$可代表在t時粒子在$\vec{r}$處出現的機率，其他如觀測量的預期值，能階的量子化等等，也可由此得到。總之，波動力學的主要工作是將每一可觀測的物理量賦予一算符，然後仿古典的運動方程式建立波動方程式，再求此方程式的解——即本徵值與波動函數。波動力學的運動方程式所描述的，不是可觀察量的時間變化，而是波函數的時間變化（當然包括空間的變化）。波動力學解決很多古典力學所無法解釋的現象，為物理學開闢了另一條可行的大道。

【波帶】（Wave band）

指某一頻率範圍，如廣播波帶由530KHz到1,600KHz，一般接收機為著展開所接收的電臺與電臺間的距離，避開彼此干擾計，分帶接收，每一波帶都有一定的範圍，而且彼此銜接。將無線電波可分作五個波帶：

(1)長波——頻率在100 KHz以下（即波長3,000米以上）者。

(2)中波——頻率在100至1,500 KHz（即波長在3,000至200米）者。

(3)中短波——頻率在1,500至6,000 KHz（即波長在200至50米）者。

(4)短波——頻率在6,000至30,000 KHz（即波長在50至10米）者。

(5)超短波——頻率在30,000 KHz以上（即波長在10米以下）者。

【波帶調換器】(Wave-band changing switch)

接收機或發射機中能改變頻帶的開關，因其控制多個調諧電路，故能達到改變頻帶的作用。

【波帶擴展】(Band spread)

藉機械或其他電的方法，增加在調諧時兩臺間距離，避免擠迫，減少調節上困難的一項措施。

【波強度】(Wave intensity)

強度定義為在垂直於波之進行方向，傳過單位面積之功率。正如紘中波之功率，空間波之強度總是和振幅的平方成正比。當波在空間前進時，其能量可被吸收。例如在黏滯介質中，像糖漿或鉛，由於內摩擦吸收能量，機械波之振幅則急遽衰減而消失，但在大多數情況中，將忽略吸收作用。

【波幅失眞】(Amplitude distortion)

一般皆稱振幅失眞也稱為非直線性失眞(*non-linear distortion*)，這是大多數放大器最易引起的嚴重問題。此種失眞與信號電波的振幅有關，這並非說信號電波(就正弦波為例)兩個半波的振幅未被放大，而是信號電波兩半波的振幅為被等量放大。所以只要正弦波信號的振幅被削平或減小等，都是振幅失眞所引起(見圖8—101)。圖 8 —101(*a*)是一個正弦波輸入信號，如果放大器是作用在電子管特性曲線直線部分的甲類放大器，那麼放大器屏極輸出信號電流的波形必定與圖 8—101 (*a*) 的波形相同，只是輸出的波形較大而已。然而，任何電子管的特性曲線，都沒有理想的直線部分存在，因此任何甲類放大器都有非

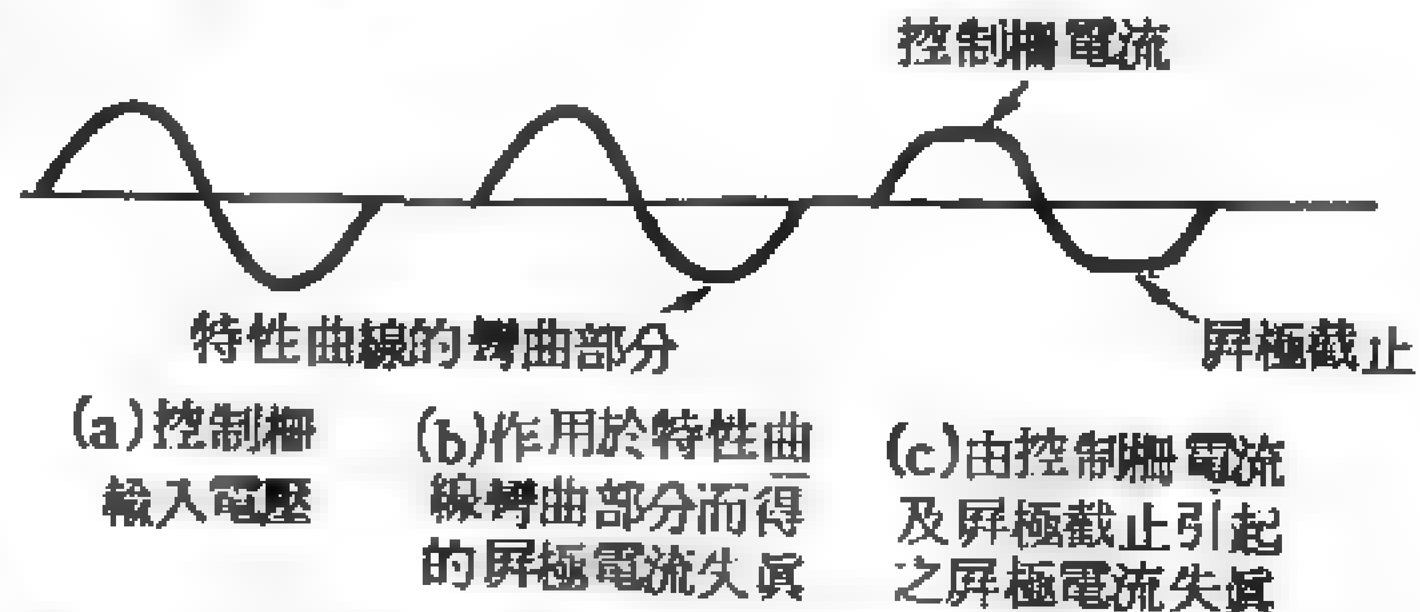


圖 8—101　三極管放大器屏極電流波形之振幅失眞

直線性失眞。圖8—101(b)的屏極電流波形，在負半波部分稍成平底形狀。圖 8— 101 (c) 是在有控制柵電流時的屏極電流波形，在此屏極輸出電流波形的正半波振幅已被削平，形成嚴重的失眞，這是由於部分電流在輸入電波的正半波時，變成控制柵電流的緣故，在輸入電波的負半波時，屏極輸出電流波形的負半波，受電子管特性曲線非直線特性的影響也被削平。因此圖 8 — 101 (c) 的波形完全失去正弦波的形狀，看起來更像一個方波。當然，屏極輸出電壓波形的失眞，完全與屏極電流波形相同，但屏極輸出電壓波形，與控制柵輸入信號電壓的相位相反。

圖 8— 101 都是電子管特性曲線非直線性所引起的振幅失眞，輸出信號電波的波形，幾乎都成方波。特別是圖 8 — 101 (c) 的失眞波形與方波更相似，此失眞波形可當作是由原輸入信號電波（正弦波）同頻率的正弦波（基波），與其倍數頻率的諧波所合成的。假如圖 8 — 101 (c) 所示波形的基波（與原輸入放大器的正弦波同頻率）頻率爲 1,000赫，此頻率也就是輸入信號正弦波的頻率。其第二諧波的頻率爲 2,000赫（基波頻率的二倍），振幅爲基波振幅的 20%。第三諧波的頻率爲 3,000赫，振幅爲基波振幅的 10%。第四諧波的頻率爲 4,000赫，振幅爲基波振幅的 5%，可如此繼續推出其他諧波的頻率及振幅，然後將基波與所有的諧波加在一起，就可得到圖 8 — 101 (c) 的波形，放大器的失眞特性越顯著，輸出電波所含諧波的數量及諧波振幅就越大。由於輸入信號只是一個單一頻率的正弦波，而無諧波包含在內，所以輸出電波的失眞又稱爲諧波失眞（*harmonic distortion*）。如果以上所說的諧波，相互間沒有任何作用的話，從揚聲器所聽到的聲音，並不會覺得太刺耳，但是，如果低頻率諧波與高頻率諧波產生相互作用，也就是高頻率諧波被低頻率諧波所調變，成爲相互調制失眞（*intermodulation distortion*）。此種具有相互調制失眞的電波，經揚聲器變爲聲音後，聽到的人都會避而遠之。

【波腹】(Antinode;Loop)

波中位移最大之點，稱爲波腹。

【波節】(Node)

波中靜止而不生位移之點。在一駐波(*stationary wave*)系統中，凡點、線或面上的波擾動恆爲零者，稱爲波節。圖 8—102 中所示爲一維的駐波。x 爲沿線位置，y 爲振動的位移，在某時刻 t 和某位置 x 的位移可以下式表示：

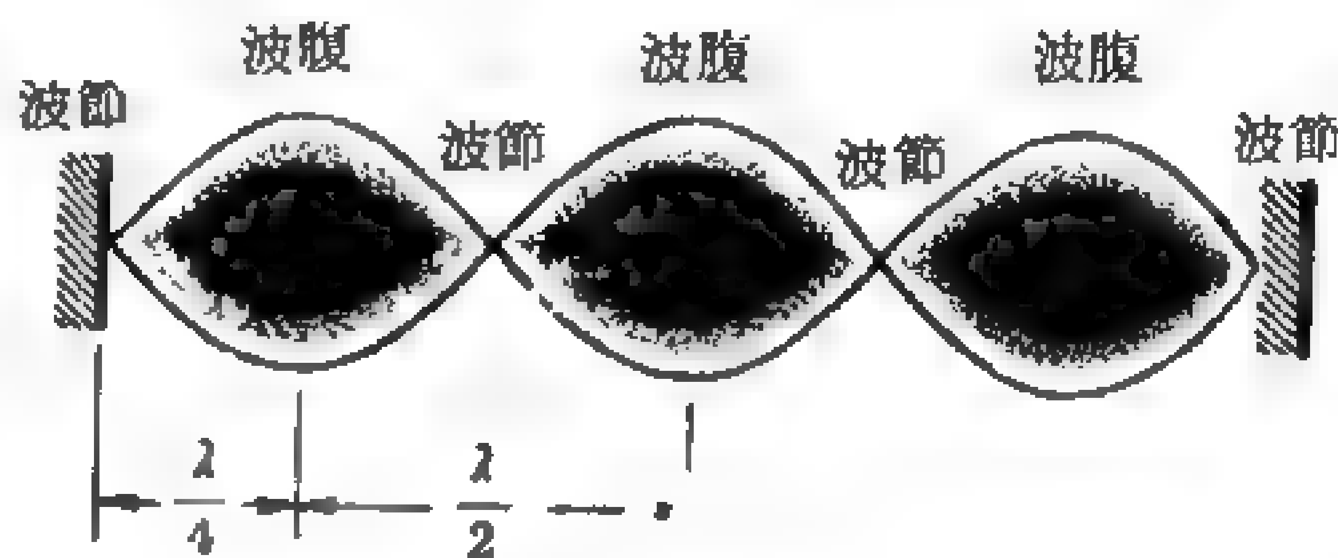


圖 8—102　一維駐波

$$y = A\sin\frac{2\pi x}{\lambda}\cos 2\pi ft$$

A 是波的最大振幅，λ 和 f 各爲波長和頻率。在位置爲 $x = n\lambda/2$ (n 爲整數) 之諸點，振幅恆爲零，這點便是波節。

【波義耳】(Robert Boyle 1627—1691)

英國物理學家及化學家，1627 年元月二十五日生於愛爾蘭之利斯摩卡色 (*Lismore Castle*)。八歲入愛頓 (*Eton*) 學校，1638 年赴歐洲大陸，在日內瓦及義大利求學，1644 年返英，即醉心研習物理及化學。1654 年遷居牛津，創立實驗室，1659 年設計改良真空泵，並從事對空氣性質的實驗。1660 年發表論文，1662 年完成波義耳定律，敘述氣體體積對壓力的變化關係。波義耳證明空氣是有重量的物質，研究大氣壓力對水沸點的影響，以及空氣的傳聲作用、比重及折射率等。在化學方面，認爲物質由原子構成，達到元素及化合物的近代概念，區別化合物與混合物，並析出磷和氫。除科學以外，波義耳對神學也有造詣，且爲便於翻譯聖經，曾研習希伯來、拉丁及敍利亞文。1680

年波義耳被選爲皇家學會主席，但未就職，1691年十二月三十日逝於倫敦。

【波義耳定律】（Boyle's law）

波義耳發現氣體在一定溫度時，氣體體積V與壓力P互成反比，即有$PV=K$常數的關係，是爲波義耳定律。

式中K常數，由氣體質量、體積與壓力之單位而決定。按壓力與體積之關係曲線爲一正交雙曲線（*rectangular hyperbola*）。

此定律僅在理想氣體的假設下能完全適用。一般的眞實氣體在很低的壓力下還能適用，但在高壓時則有加以修正的必要。

【波義耳、查理定律】（Boyle-Charles law）

設一定質量的氣體在0°C時的壓力和體積分別爲P_0和V_0，則在壓力一定下，溫度變爲t°C時，按照查理定律，其體積V'等於

$$V'=V_0\left(1+\frac{1}{273}t\right) \qquad (1)$$

其次將溫度保持爲t°C，並使P_0變成P，則依照波義耳定律其體積V可由下式得之：

$$P_0V'=PV=\text{常數} \qquad (2)$$

將（1）式代入（2）式，即可得

$$PV=P_0V_0\left(1+\frac{1}{273}t\right) \qquad (3)$$

即

$$\frac{PV}{273+t}=\frac{P_0V_0}{273} \qquad (4)$$

（3）式或（4）式即表示波義耳、查理定律。

利用絕對溫度，以T°K代替（$273+t$）°C，並令0°C等於$273°K=T_0°K$，則（4）式變成

$$\frac{PV}{T}=\frac{P_0V_0}{T_0}=R$$

式中的R稱爲氣體常數，隨氣體的種類和質量而定。但是，若規定氣體之量爲一克分子，則R對一切氣體均相同，即等於

$$R = 8.314\times10^{7} \text{ 爾格／克分子}$$

【波義耳、馬若特定律】(Boyle-Mariotte's law)

此即波義耳定律，波義耳於1662年發現後，在1676年經法國的馬若特加以驗證，故亦稱波義耳、馬若特定律。

參閱" 波義耳定律(*Boyle's law*)"條。

【波爾】(Niels Bohr 1885—1962)

1885年十月七日生於丹麥哥本哈根。1903年入哥本哈根大學習物理，1909年得碩士，兩年後以金屬的電子理論得博士學位。1911—1912年赴英國劍橋大學隨湯木生研究，1912年轉赴曼徹斯特大學隨拉塞福(*Rutherford*)研究，拉塞福於1911年由實驗發現原子的構造是由帶負電的電子繞帶正電的核轉動，但用古典力學不能說明原子的穩定性。根據古典電磁學，這種模型的原子其外圍的電子將不斷放出電磁波，最後能量全失，即與帶正電的核合在一起，所經過的時間不到一秒鐘。波爾於1913年提出波爾模型，將浦朗克(*Planck*)的量子論應用到原子上，不但說明原子的穩定性，而且理論上的計算與實驗所得的氫原子光譜線的波長完全一致。同年返丹麥任哥本哈根大學講師，1914—1916年任曼徹斯特大學講師，1916年升任哥本哈根大學理論物理教授。1921年創立理論物理研究院，並任院長，使哥本哈根不久就成爲全世界理論物理的研究中心，迄今仍舉世聞名。1922年獲諾貝爾物理學獎。1927年分析原子物理中的量度問題提出互補原理(*principle of complementarity*)，指出古典力學與量子力學有密切關係。1932年訪問中國，1936年提出原子核的液滴模型(*liquid drop model*)，1939年提出原子核分裂理論，並出任丹麥皇家科學院院長。二次大戰時丹麥被德國佔領，波爾有部分猶太血統，爲避免納

粹迫害，1943年在盟國安排下搭機逃到瑞典，轉往英國最後抵達美國。戰後1945年返回丹麥，繼續主持理論物理研究院。1950年給聯合國一封公開信，希望世界各國合作，和平運用原子能。1955年任丹麥原子能委員會主席，1957年獲首屆原子能和平用途獎。

【波爾、左末菲量子化定則】（Bohr-Sommerfeld quantization rules）

在古典力學中，描述系統的參數數值可以在一範圍內連續變化。在量子力學中與此成顯明對比，此時這些參數中的大部分，都被限制在某些特定的離散值（*discrete values*）。這種情形稱爲量子化，而數值被限定的參數稱爲被量子化。

在量子論發展的早期，波爾最先提出氫原子理論。他除借助浦朗克的能量量子化假設外，並提出穩定態（*stationary state*）、輻射頻率原理及量子化定則等概念，以解釋氫原子模型。

最初的量子化定則只用於討論繞圓形軌道運動電子的角動量，假設它只能爲 $\hbar=\frac{h}{2\pi}$ 的整數倍。這定則的應用，摒棄了大部分的根據古典力學所得的運動態。古典力學的推論是：繞原子核轉的電子，會因不斷地輻射射線，逐漸失去能量，最後"投入"核中不再存在。

根據量子化定則，可以很容易地導出氫光譜的譜線頻率。如電子以速度 v 繞原子核作圓周運動，圓的半徑爲 r，離心力與靜電吸力應相平衡，即

$$mv^2/r=e^2/r^2$$

由量子化定則 $mvr=n\hbar$，n 爲整數；所以 $v=e^2/n\hbar$，電子的電位能爲 $-\frac{e^2}{r}$，總能量 E 則爲

$$E=\frac{1}{2}mv^2-\frac{e^2}{r}=-\frac{1}{2}mv^2=-\frac{1}{2}\frac{me^4}{\hbar^2}\frac{1}{n^2}$$

故氫原子射出的輻射線頻率應爲

$$\nu = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

上述的波爾定則仍有缺點，因他只考慮將圓形軌道量子化，而未考慮到一般非圓形的軌道。1916 年威爾遜和左末菲將波爾定則推廣，使任何週期運動皆可量子化，常稱爲威爾遜、左末菲量子化定則。如一作週期運動的系統，有坐標 q_1，q_2，…及共軛動量 p_1，p_2，…，則其作用積分應爲 h 的整數倍，即

$$\oint p_k dq_k = n_k h$$

$\oint$ 積分符號表就一週期的 q_k 變量積分，n_k 爲整數稱爲系統的量子數。波爾定則可由此式導出，其法如下，如取轉動角度 θ 爲坐標，則在圓周運動中的共軛動量爲角動量 l，在運動中爲常數。作用積分應爲

$$\int_0^{2\pi} l d\theta = 2\pi l = nh$$

所以 $$l = nh/2\pi = n\hbar$$

當電子軌道是橢圓形時，不僅角 ϕ 改變，且半徑 r 的長度也呈週期性變化，圖 8—103 陳示氫原子中電子的橢圓形軌道。此橢圓軌道將由兩種量子條件決定，即

$$\oint p_\phi d\phi = n_\phi h$$

及 $$\oint p_r dr = n_r h$$

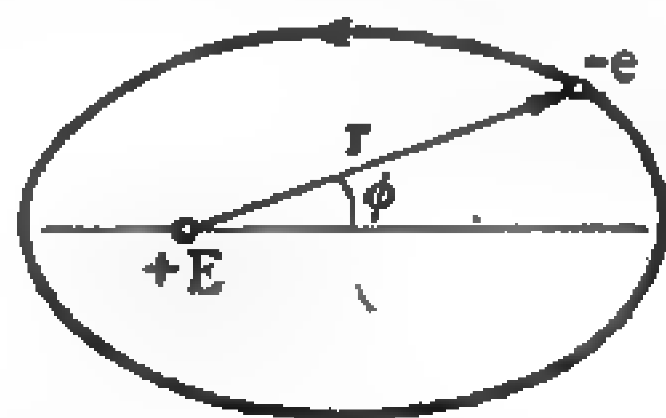


圖 8—103

式中 n_ϕ 稱爲角量子數（angular or azimuthal quantum number），n_r 稱爲徑（radial）量子數，均爲整數。設原點爲原子核的位置，且固定不動。第一積分式甚易計算，因動量 p_ϕ 是對應角 ϕ 處的角動量 p，按照刻卜勒定律，電子只受聯心力，角動量 p 不變，故積分得

$$\int_0^{2\pi} p_\phi d\phi = n_\phi h$$

即 $$p_\phi = p = \frac{n_\phi h}{2\pi} = \frac{kh}{2\pi}$$

即角動量恆爲$\frac{h}{2\pi}$的整數倍，現以 k 代替 n_ϕ， 因常用 k 表示角量子數。

第二積分式計算結果得

$$n_r h = \frac{2\pi p}{(1-\epsilon^2)^{1/2}} - 2\pi p$$

式中 ϵ 爲橢圓的離心率。將 $p = k\hbar$ 代入得

$$n_r h = \frac{kh}{(1-\epsilon^2)^{1/2}} - kh$$

即 $$n_r + k = \frac{k}{(1-\epsilon^2)^{1/2}}$$

現令 $$n = n_r + k$$

整數 n 稱爲主量子數。至橢圓軌道電子的總能量 E 可求得仍爲

$$E = -\frac{me^4}{2\hbar^2}\frac{1}{n^2}$$

顯然總能量 E 與 n 值有關，這與圓形軌道時的情形相同。

對任何主量子數 n，電子的橢圓形軌道即可求得。橢圓的半長軸 a 和半短軸 b 爲

$$a = n^2\frac{\hbar^2}{me^2 Z} = n^2\frac{a_0}{Z}$$

$$b = nk = \frac{a_0}{Z}$$

式中 $$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0.529\times 10^{-10}\ 米$$

這稱爲波爾半徑（ *Bohr radius* ）。由此可知半長軸的長度僅隨主量

子數 n 而定，半短軸長度還與角量子數 k 有關。當 $n=1$ 時，為氫的最低能階或正常態。因 k 不能為零，否則電子成直線運動並經過原子核，k 又必須為整數，故只能

$$n=k=1$$

由此得

$$a=b=a_0$$

故第一軌道為圓形，即第一波爾軌道。

當 $n=2$ 時，k 值可以為 1 或 2，故有兩種軌道，一為圓形（$k=2$），一為橢圓形。當 $n=3$ 時有三種軌道，一為圓形（$k=3$），另二種為橢圓形（$k<3$）。圖 8—104 陳示上述三種主量子數的可能軌道。

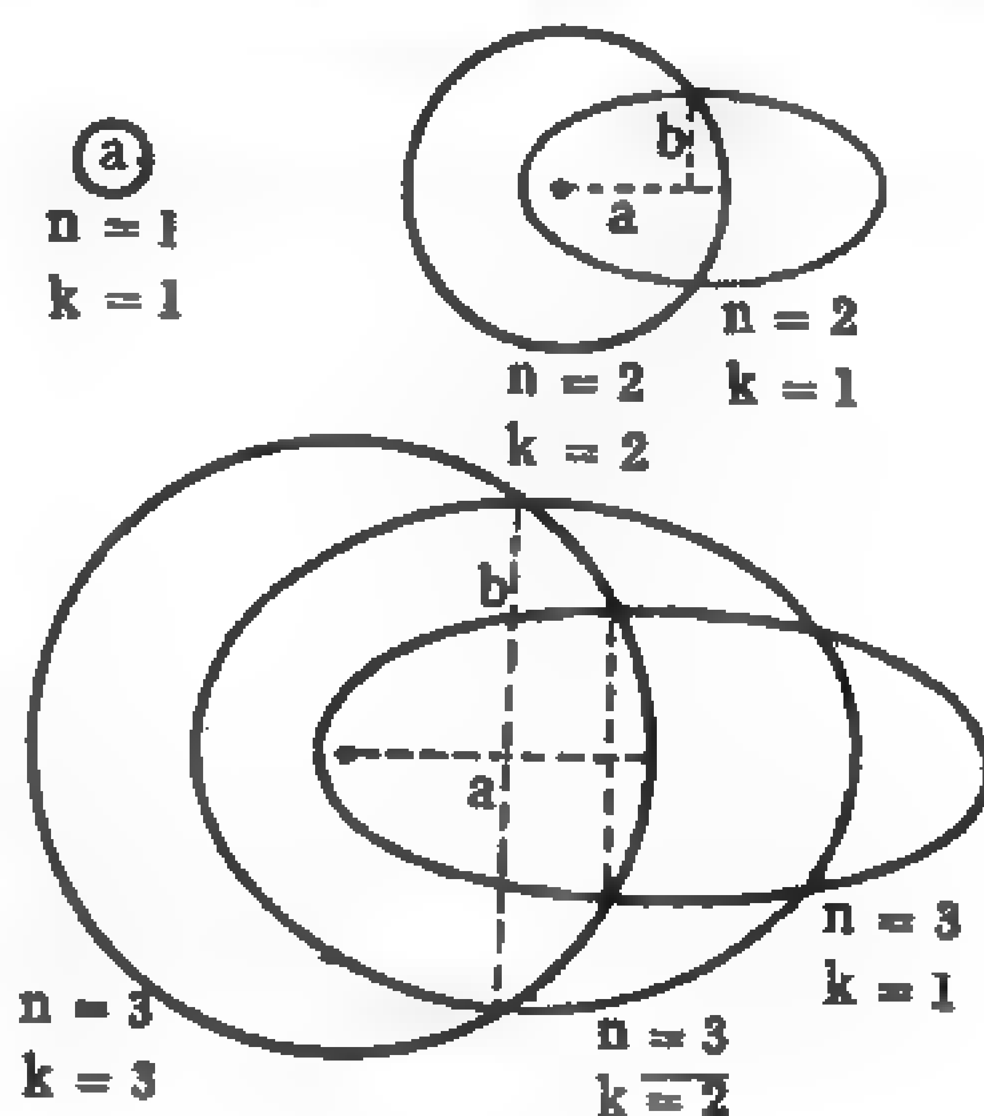


圖 8—104

在 $n>3$ 的情形，威爾遜、左末菲量子化定則亦可類推，即總量 $n \geq k$；當 $n=k$ 時為圓形軌道，$n \neq k$ 為橢圓軌道，且橢圓形狀由比值 n/k 定之，此值等於橢圓長軸對短軸之比，由於此定則之助，早期與量子論有關的原子結構，均獲致成功的結果。

【波爾、左末菲原子模型】（ Bohr-Sommerfeld atom model ）

在波爾的原子理論，電子之軌道均呈圓形，1916 年德國物理學家左末菲（ *A. Sommerfeld* ）加以修正稱為波爾、左末菲原子模型。左末菲認為：橢圓形（*ellipse* ）之軌道亦可能存在；並介紹了另一組量子數，以說明此種現象，稱為角量子數（ *azimuthal quantum*

number ）而以 l 表之；角量子數亦爲一整數，與電子繞核運動之角動量有關。若主量子數（*principal quantum number*)爲 n，則 l 爲0，1，2，……$n-1$，即當 $n=4$ 時，l 可爲0，1，2或3。當 l 之值恰較 n 小1時，則此時電子之軌道呈圓形。若爲其他值時，則呈一橢圓，此橢圓之離心率（*eccentricity*）隨 l 之值減少而增加。

1925年烏倫貝（*Uhlenbeck*）與哥德斯密（*Goldsmidt*），提出電子除了繞核而行的公轉外，尙能繞自軸而自旋（*spin*）如陀螺然，但其自旋之方向只能有正反兩者存在，於是又得另一種量子數，稱爲自旋量子數（*spin quantum number*）以 s 表之，s 之值恆爲1/2或－1/2。

第四種量子數，稱爲磁量子數（*magnetic quantum number*），以 m 表之，m 之值可爲由 l 至 $-l$ 間之任何整數值，即設 $l=3$ 時，m 之值可爲3，2，1，0，－1，－2，－3；不同之値表示電子之圓形或橢圓形軌道在空間中之位置與排列。1925年庖立（*W. Pauli*）提出庖立不相容原理（*Pauli's exclusion principle*）認爲：在同一原子中，任何兩電子不得具有相同之狀態（*state*），即同一原子中任何兩電子之四種量子數 n，l，s，m 不得完全相同，根據庖立之不相容原理，某一定相同 n 值之電子稱爲一屬（*group*）或具有同一能階（*energy level*）或爲一層（*shell*），$n=1$，2，3……時又可分別以大寫字母 K，L，M，N……表之，即

$$n=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$$
$$K, L, M, N, O, P, Q$$

具有相同值之電子，又因其 l 值不同，而分成若干不同之次屬（*sub-group*），或次能階（*sublevel*），故電子在原子中可能排列之情形可由下表加以說明：

n	*l*	*m*	*s*	次屬中之電子數	完整之屬中之電子數
1	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	2
1	0	0	$-\frac{1}{2}$		
2	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	8
2	0	0	$-\frac{1}{2}$		
2	1	-1	$+\frac{1}{2}$	6	
2	1	-1	$-\frac{1}{2}$		
2	1	0	$+\frac{1}{2}$		
2	1	0	$-\frac{1}{2}$		
2	1	1	$+\frac{1}{2}$		
2	1	1	$-\frac{1}{2}$		
3	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	
3	0	0	$-\frac{1}{2}$		
3	1	-1	$+\frac{1}{2}$	6	18
3	1	-1	$-\frac{1}{2}$		
3	1	0	$+\frac{1}{2}$		
3	1	0	$-\frac{1}{2}$		
3	1	1	$+\frac{1}{2}$		
3	1	1	$-\frac{1}{2}$		
3	2	-2	$+\frac{1}{2}$	10	
3	2	-2	$-\frac{1}{2}$		
3	2	-1	$+\frac{1}{2}$		
3	2	-1	$-\frac{1}{2}$		
3	2	0	$+\frac{1}{2}$		
3	2	0	$-\frac{1}{2}$		
3	2	1	$+\frac{1}{2}$		
3	2	1	$-\frac{1}{2}$		
3	2	2	$+\frac{1}{2}$		
3	2	2	$-\frac{1}{2}$		

由上表知：第一層（$n=1$）之電子最多只能有2個；第二層（$n=2$）之電子最多只能有8個；第三層最多只能有18個電子。由此可歸納得簡單之關係：即第n層之電子最多能有$2n^2$個。事實上根據原子光譜、X射線以及化學研究的結果，各種元素之最外層電子（即主量子數為最大者）不得超過8個。且最外三層之電子數均不完全。原子最外層之電子，可以決定該元素之原子價，稱為價電子（*valence electron*）。

【波爾公式】（Bohr's formula）

構成明確或特性頻率的發射譜及吸收譜的存在是上世紀末及這世紀初物理學家所困惑的問題，為解決此問題，丹麥的物理學家波爾（*Niels Bohr*）提出了一個新的革命性概念，波爾用分析光子之概念，並假設一在能態E的原子吸收了頻率ν的輻射，因而移到另一較高能態E'，則原子的能量變化為$E'-E$，另一方面，在單一過程中從輻射中所吸收之能量必為一光子$h\nu$之能量，由能量守恆，二量必相等，故

$$E'-E=h\nu$$

此式稱為波爾公式，由此式亦可求得因能階之降低，而發射之輻射頻率。

【波爾之假設】（Bohr's postulate）

詳閱"波爾原子模型（*Bohr's atomic model*）"條。

【波爾半徑】（Bohr radius）

在波爾的氫原子模型中，r_1是此模型中最低能量時軌道的半徑。以C.G.S.單位表示為

$$r_1=\frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2}=0.529\times10^{-8}\text{厘米}=0.529\,\text{Å}$$

式中h為蒲朗克常數（*Planck constant*），m_e為電子的靜質量，e為電子的電量。r_n表示任一軌道半徑

$$r_n = \frac{n^2h^2}{4\pi^2 m_e e^2} = n^2 \times 0.529 \times 10^{-8}\ 厘米 = 0.529n^2\ \mathring{A}$$

式中 n 爲主量子數（*principal quantum number*）。

【波爾軌道】（Bohr orbit）

在波爾氫原子模型中，所容許的電子運動軌道。

【波爾原子】（Bohr atom）

波爾以古典力學爲基礎引入量子化條件，並以拉塞福（*Rutherford*）的有核原子爲基礎的氫原子模型（及 He^+、Li^{++} 等類氫原子）。質量爲 m 帶負電荷的電子與帶 $+Ze$ 電量的原子核（氫原子核 $Z=1$，離子化氦 He^+ 則 $Z=2$）間有庫倫引力爲

$$F = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}\ （M.K.S.單位制）$$

此相吸之力產生向心力，使電子必須作圓周運動，半徑爲 r，即

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

按照古典理論，電子作圓周運動必會有電磁波輻射發生，因此其運動軌道必成螺線形減弱而最終至核爲止。波爾的第一個假設是這個古典輻射定律不存在，而電子在一組分離的穩定軌道中運動，此穩定軌道係由其角動量的量子條件 $mvr = nh/2\pi$ 而定，式中 h 是浦朗克常數。也就是說電子在角動量爲 $\frac{h}{2\pi}$ 之整數倍之軌道上繞原子核作轉動，電子之轉動軌道乃是原子的一群量子化狀態。由這個條件與力學公式，可以求得容許的軌道半徑

$$r_n = \frac{n^2h^2}{4\pi^2 e^2 m} \quad (n = 1, 2, \cdots\cdots)$$

與電子在軌道上的能量

$$E_n = \frac{-2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2} \quad (n = 1, 2, \cdots\cdots)$$

(*M.K.S.*單位制)

式中負號係由於零電位定在 r 爲無限遠處之故。

波爾的第二個假設是從高定狀態躍遷至低定狀態時發射出頻率爲 f 的光子，依據浦朗克定律其頻率爲

$$f = \frac{\Delta E_{m-n}}{h} = \frac{(E_m - E_n)}{h}$$

f 稱爲波爾頻率。

經修正後，波爾原子可包含橢圓軌道與圓形軌道，則可精確地計算氫與類氫離子的光譜，但是卻無法說明比較複雜原子的許多特性，這些現象必須由原子的量子力學理論敍述之。

【波爾原子模型】(Bohr's atomic model)

波爾在 1913 年基於量子假設在黑體輻射 (*black body radiation*) 與光電效應 (*photoelectric effect*) 等問題的成功，提出了一些假設，解決了穩定性的問題，雖然這些假設違反了古典的想法，可是它們不但解決了穩定性的問題，而且，對原子光譜線有非常合乎實驗結果的計算，他的假設是：

1.原子的模型確如拉塞福 (*Rutherford*) 所說的那樣，是由原子核與電子所組成的。而電子在原子核與電子之間的庫倫力作用下，則遵守古典力學定律繞核作圓周運動。

2.可是，這些電子並不如古典力學所說的那樣，能夠在任何的軌道上運動，而僅可能在軌道角動量 $L = \frac{nh}{2\pi}$ ，才允許電子存在。

3.在這些特殊軌道上，電子雖然是加速的，但卻不會輻射放出能量，亦即不輻射能量。因此，其總能保持一定。

4.若電子最初在總能爲 E_i 的軌道上運行，然後不連續地跳換到總能爲 E_f 的軌道上運行，則有電磁輻射發射出來。所發射之輻射頻率

ν 等於 $E_i - E_f / h$。

第一個假設是爲了符合拉塞福的 α 粒子散射實驗，承認原子核的存在。第二個假設是把量子化的觀念加到原子模型上。原子內電子在平方反比（庫倫）力作用下，波爾之軌道角動量量子化條件爲

$$L = nh / 2\pi \qquad n = 1, 2, 3, \cdots$$

而一質點，例如一電子，在諧振回復力作用下作簡諧運動時，浦朗克之總能量子化條件爲

$$E = nh\nu \qquad n = 0, 1, 2, \cdots$$

第三個假設簡單的原子內電子作圓軌運動時，根據古典理論電子需發射電磁輻射的特殊性質並不成立，因而消除了電子穩定性的難題。第四個假設與愛因斯坦在光電效應中所提出的理論一樣，即電磁輻射的光量子頻率等於光量子所攜能量除以浦朗克常數的假設有密切關係。

這些假設雜用了古典與非古典物理。電子作圓軌運動假設遵守古典力學，但軌道角動量量子化則包含非古典概念。電子假設爲遵守古典電磁理論之一種性質（庫倫定律），而又假設其不遵守另一種性質（加速帶電物體之發射電磁輻射）。但如古典物理定律是根據宏觀系統的經驗，對於微觀系統，例如原子問題完全不能成立，則是不足爲異的。

電子運行時不飛離軌道而去，也不致被吸入原子核中，波爾假想電子以極快的速度圍繞原子核旋轉，其所生的離心力（*centrifugal force*）足以抵銷原子核對電子的電引力（參見圖 8—105），故使電子運動的軌道保持一定。

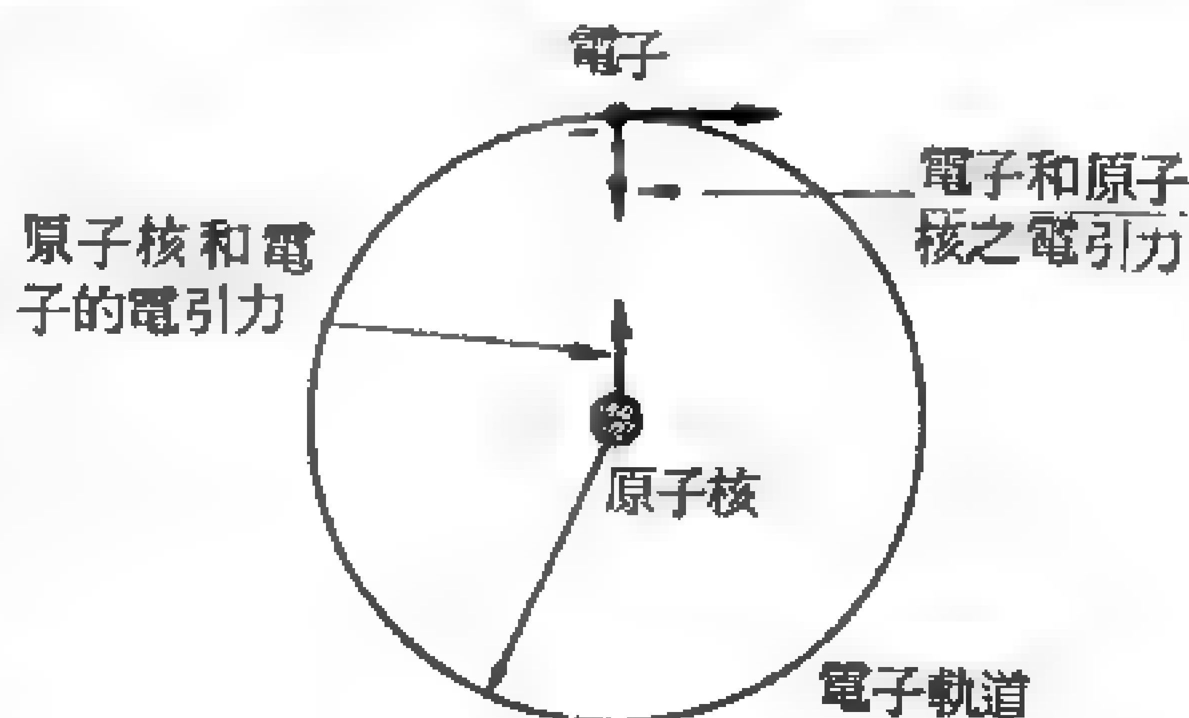


圖 8—105
電子轉動之離心力與原子核之電引力相平衡。

地球依一定軌道繞太陽運動，其間是一種重力或萬有引力作用，這是

一種很弱的作用。地球繞行太陽一週歷時一年，以此緩慢的速度，即可生離心力與萬有引力平衡，使地球保持在一定軌道上。電子和原子核的作用是電引力作用，較上述的萬有引力作用約大數百萬倍，所以電子繞核飛馳的速度必是不可思議之大，平均每秒鐘約繞核六千萬億次，在一定軌道上的電子，都依此高速運行。當原子在穩定狀態時，電子在軌道上運行的數目，等於原子核中質子的數目，此數即是原子序數(*atomic number*)。

上述各原子有一定可容許的電子軌道，每一電子軌道代表原子一種能量，這是波爾的新觀念。此外波爾假想電子在可容許的軌道上運行時，不發生電磁波(輻射現象)，電子從外層的一軌道轉移至較內層的另一軌道時，才產生輻射，放出輻射能，構成原子光譜(*atomic spectrum*)。其能量為

$$E = h\nu$$

式中 h 為浦朗克常數(*Planck constant*)，6.623×10^{-27} 爾格一秒，ν 為放出輻射能的頻率。此能量等於電子在二軌道上能量之差，故由上式可決定光譜線的頻率 ν。依以上構想波爾解決了當時有關原子構造無法解決的問題(例如原子的穩定性和原子游離化的能量等)。他的原子模型很完滿地說明氫原子光譜，現已成為人們所熟悉的原子模型。自1913年他的學說問世後，原子構造的模型大致是確定了。

拉塞福原子構造模型是純古典物理觀念的模型，它未曾考慮到量子效應(即電子的波動性和輻射的粒子性)，他假想電子只是一個粒子，在一圓形軌道上繞原子核運轉。波爾原子構造模型是很接近於一個完全以量子力學(*Quantum mechanics*)構想的原子構造理論，但其仍保留一些古典物理的特性，以粒子的觀念去瞭解原子構造，並又滲入相當分量的量子理論，使能完滿的解釋氫原子光譜，此模型可以說是自古典理論至量子理論的轉移，其最基本缺點是過於重視古典粒子性的觀

念，視電子在一定的圓形軌道上運動，具有一定速度和轉動週率，且波爾的理論是非相對論的（*non-relativistic*）。

1920 年後物理學家們改進波爾的原子學說，認為原子是一個量子系統，應完全以量子理論來想像原子構造。依量子力學，一個電子的準確位置是不能確定的，我們不能準確的說出在那一位置有一個電子軌道，因電子在原子核外面的一定空間內都可以存在，嚴格地說，電子並不在一定的軌道上運行，我們只能說發現電子在某一位置的或然率，如圖 8—106的上圖示此或然率大約的分佈，點較濃的部分表示在該處發現電子的或然率為大，點較稀的部分表示此或然率為小，如畫一線連結最大或然率部分，即得到一完閉圖形（如圖 8—106 的下圖所示），此圖可想像為相當於電子運行的軌道（*equivalent electron orbit*）。

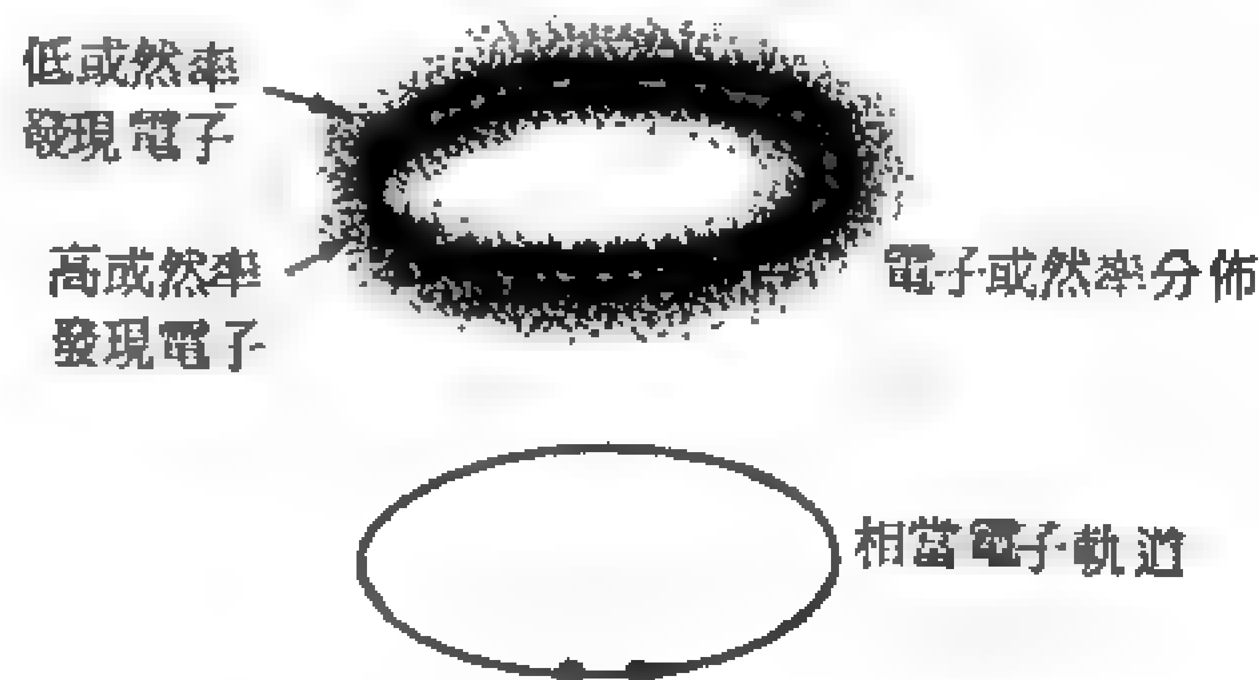


圖 8—106　電子或然率之分佈

近代原子學說不以準確的圓形或橢圓形軌道來說明電子的存在，而以分佈的空間範圍稱為軌道層（*orbitals*），或以波函數來想像電子的存在。完全以量子力學和相對論來處理原子內部問題，這樣可正確的解釋波爾原子模型所不能說明的問題，例如原子光譜的強度，和氫原子的精細構造（*fine structure*）等。但數學上的工作相當複雜和煩難，所導出氫原子光譜和波爾的結果很接近，所以今日人們仍藉簡單的波爾原子模型去瞭解一般原子構造上的許多特色。

【波爾原子學說】（Bohr's atomic theory）

拉塞福（*Ernest Rutherford*）最初所提的原子構造模型不曾描

述電子在原子核外何種軌道上運動，故產生許多疑難問題。要解決此疑難問題，需創立一種革命性的新觀念，此新觀念的創始人是丹麥物理學家波爾（*Niels Bohr*），近代最普遍的原子理論即是由他引導出來的。1911年當拉塞福建立他的原子構造模型時，波爾前往英國曼徹斯特（*Manchester*）參加拉塞福研究小組，一起研究原子構造上的疑難問題。

1913年波爾參照拉塞福的理論，將浦朗克（*Max Planck*）及愛因斯坦（*Albert Einstein*）的量子觀念引用於原子構造，發表了一個革命性的原子學說。原則上他還是利用電子繞行原子核的理論，認爲原子很像我們的太陽系，原子核相當於我們的太陽，遠離原子核的周圍有一定數目的電子各依不同的軌道作快速運動，就像地球及其他行星繞行太陽一樣。地球或其他行星只在一個軌道上運行，電子則並非如此，它在許多軌道上運行。各元素的原子，各有一定可容許的電子軌道，這些軌道與原子核之間都有一定的距離（如圖8—107）。

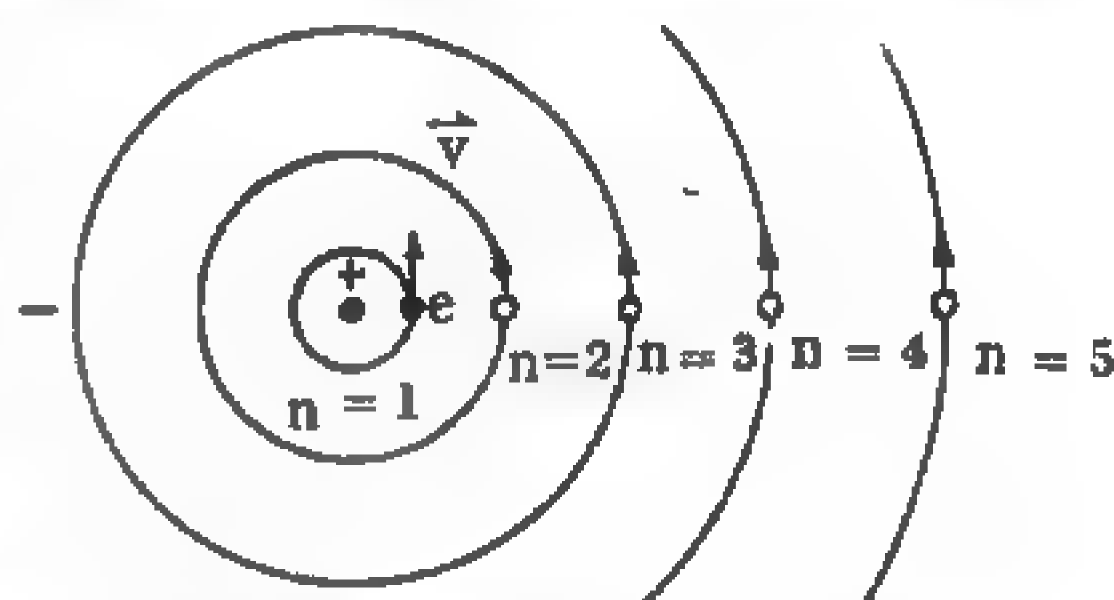


圖8—107
波爾圓形軌道，圖示五個軌道，e表示電子

【波爾氫原子模型】（Bohr's hydrogen atomic model）

依照波爾原子學說，最簡單的氫原子是由一個帶正電的氫原子核，即質子，和一個帶負電的電子所組成。電子以圓形軌道繞原子核運轉。他引用浦朗克（*Planck*）和愛因斯坦（*Einstein*）的輻射能量子觀念作了下面三個定則，作爲他自己的理論基礎：

1.氫原子的電子在核外一圓形軌道上運轉。當在此一定軌道上時，原子的能量爲恆定而叫做定態（*stationary state*）。除非有一定恰當的能量被放出或吸收，則電子始終保留在此恆定狀態。

2.電子運轉的軌道受有限制，由電子運轉的角動量來決定。即角動量必須爲 $h/2\pi$ 的整倍數。如電子的質量爲 m，運轉的速度爲 v，軌道半徑爲 r，則

$$mvr=\frac{nh}{2\pi} \qquad (1)$$

$n=1，2，3，\cdots\cdots$ 等正整數，h 爲浦朗克常數，由這一定則的限制，在許許多多的可能軌道中，只有少數所謂定態的軌道才被容許，意即不合(1)關係式的軌道就不能存在。

3.電子如自一恆定狀態轉移至另一定狀態，就有一定能量以量子形態放出或被吸收，在量方面必須符合如下的關係式

$$\Delta E=E_2-E_1=h\nu$$

式中 E_1，E_2 分別代表兩個恆定狀態時的能量，ν 爲被放出或吸收的量子（或光子）的頻率。

由上面的定則就可以計算出電子在一恆定狀態時的能量。一個電子繞著原子核作圓軌道運動時，其離心力（centrifugal force）爲 mv^2/r。又原子核對電子的吸力爲 Ze^2/r^2，離心力與吸力平衡時則有

$$\frac{mv^2}{r}=\frac{Ze^2}{r^2} \qquad (2)$$

式中 m 爲電子質量，r 爲圓軌道半徑，v 爲電子運轉的速度，Z 爲原子核上帶正電荷的數目，亦爲原子序數。如爲氫原子，則 $Z=1$。e 爲電子的負電荷，從(1)和(2)兩式消去 v 則得

$$r=\frac{n^2h^2}{4\pi^2me^2Z} \qquad (3)$$

由(3)式可知電子軌道半徑與 n 的平方成比例。如圖8—108，如將各常數的值代入(3)式，則得第 n 個軌道的半徑 r_n 爲

$$r_n=0.529\,n^2\,\mathring{A}$$

當 $n=1$，即第一個軌道半徑為 $r_1=0.529\,\mathring{A}$（$\mathring{A}$為 *angstron* 之簡寫等於 1×10^{-8} 厘米），此一數值與由實驗所得的氫原子半徑非常接近。

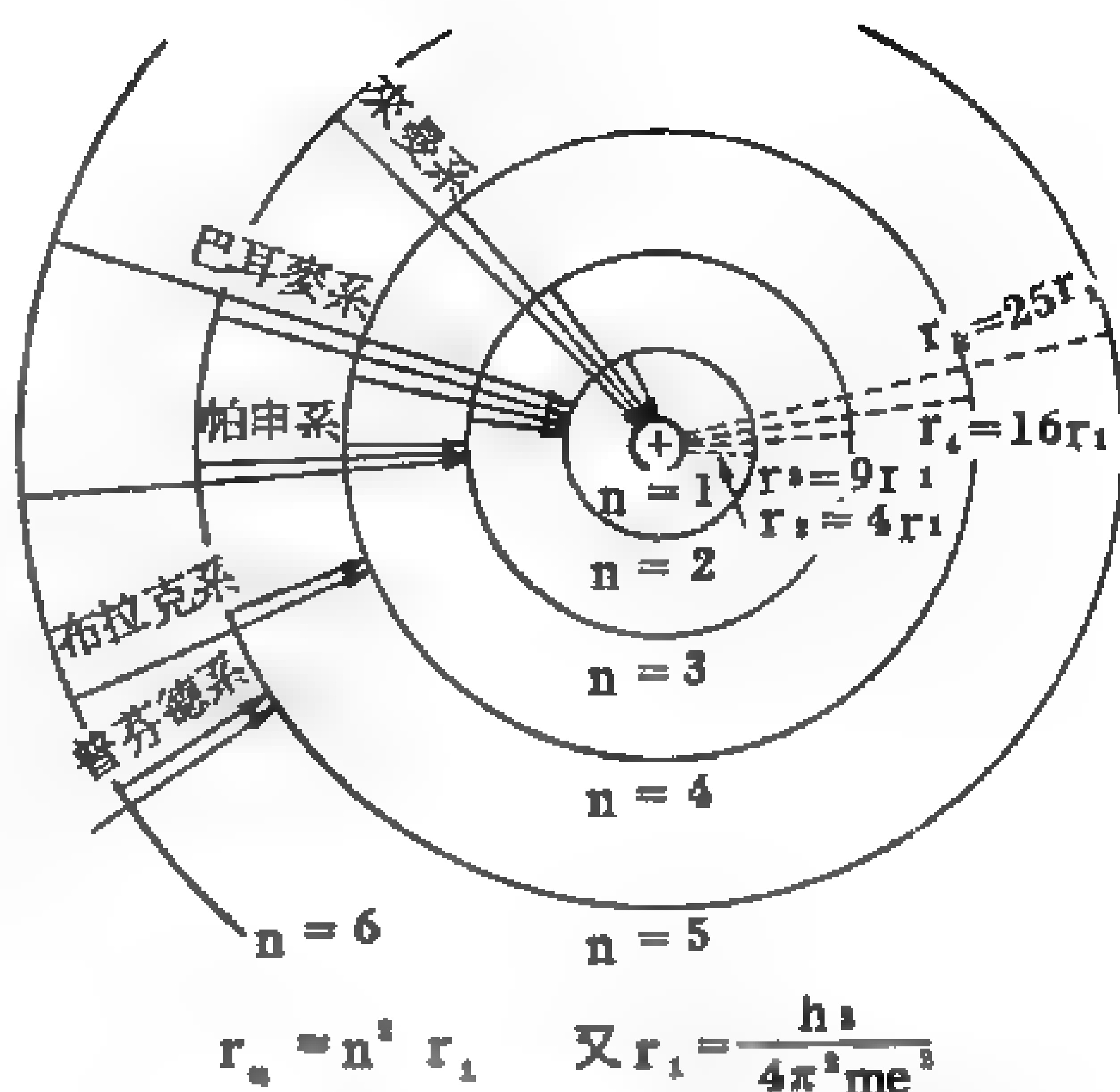


圖 8—108　波爾氫原子模型之半徑

電子的總能量 E 為其動能 $1/2mv^2$ 和位能 $-Ze^2/r$ 的總和，即

$E=1/2\,mv^2+(-Ze^2/r)$

由（2）式

$1/2mv^2=1/2\cdot Ze^2/r$

所以

$$E=-\frac{1}{2}\cdot\frac{Ze^2}{r}$$

由（3）式的 r 代入上式則得

$$E_n=-\frac{2\pi^2me^4Z^2}{n^2h^2} \qquad (4)$$

E_n 表示電子在第 n 個軌道，或第 n 個恆定狀態的能量，其值與 n 的平方成反比例。如把各常數代入（4）式則有

$$E_n=-\frac{13.6}{n^2}\text{（單位為電子伏特，}eV\text{）} \qquad (5)$$

式中 n 之數值為 1，2，3，……等正整數，叫做主量子數（*principal quantum number*）。將不同的 n 值代入（5）式，即可得到對應的 E_n 數值。其結果如圖 8—109 所示，叫做氫原子的能階圖（*energy level diagram*）。最低能階 $n=1$，$E_1=-13.6eV$，稱為穩定狀態（*normal state* 或 *ground state*），相當於電子在最內第一層軌道，正常情形下，氫原子的電子就在這一具有最低能量的軌道上。其

他可能的能階爲$n=2$，$E_2=-3.40$ eV；$n=3$，$E_3=-1.51eV$……等。這些可能的能階對應第二，第三，……等軌道。在正常的情形下，氫原子的這些高能階的軌道都沒有電子存在，唯當氫原子吸收一個具有恰當能量的量子（或光子），它的低能量階電子才能被激發轉移至這些高能階軌道上來。究竟轉移至那一個高能階軌道，要看被吸收的光子之能量大小而定。這些較高能階所對應的定態又叫做激發態（*excited states*）。

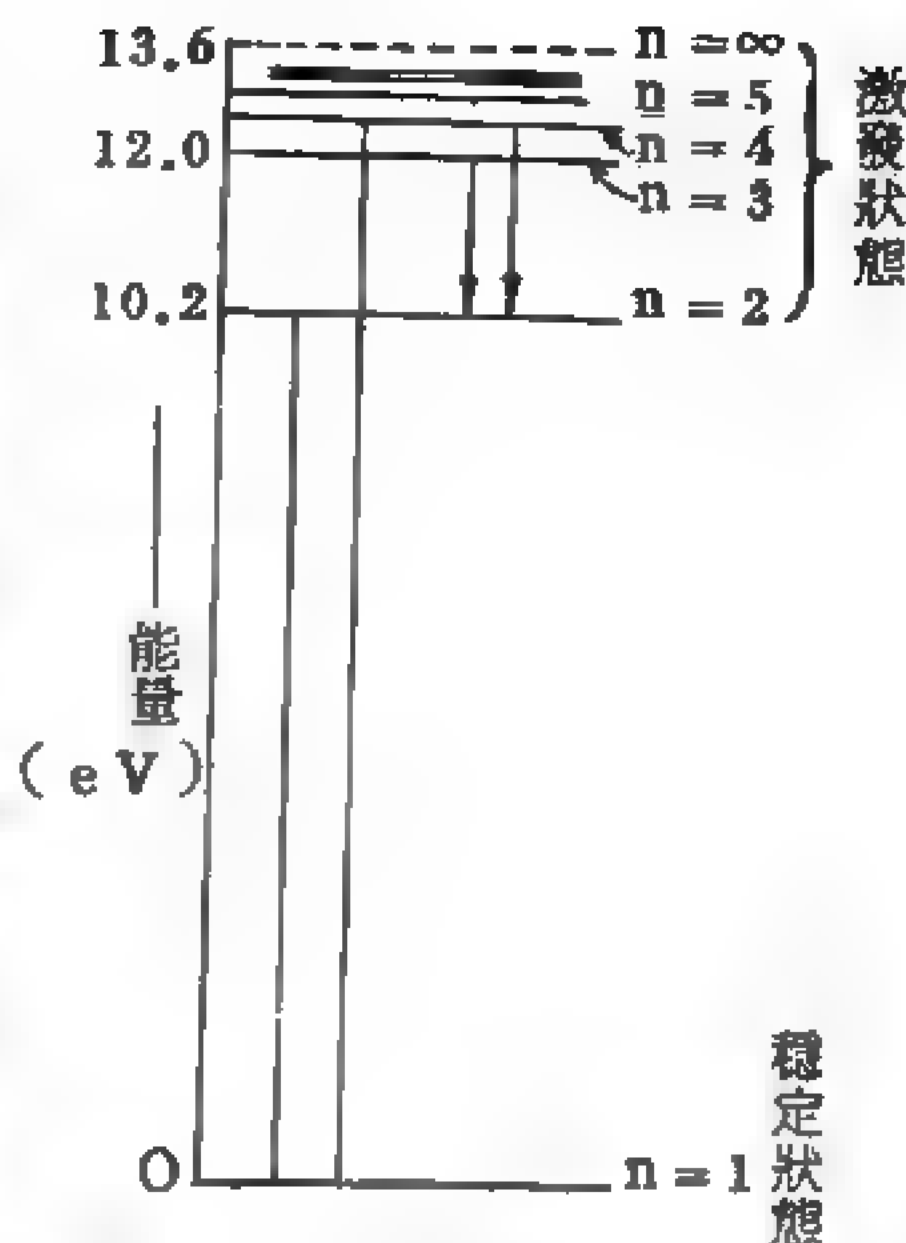


圖8—109　氫原子能階圖

當氫原子的電子被激發轉移至高能階軌道，它有回復到低能階軌道上的自然趨勢。這種轉移發生能量的變化，即ΔE，以量子或光子形式放射出來，其頻率爲$\nu=\Delta E/h$。在實驗上即成一譜線（*spectral line*）。一組譜線構成氫原子光譜。

自（4）式我們可以計算電子自較高能階狀態n_a，轉移至低能階狀態n_b，放射量子的頻率

$$\nu=\frac{En_a-En_b}{h}=Rc\left(\frac{1}{n_a^2}-\frac{1}{n_b^2}\right) \qquad (6)$$

式中R爲常數，1.097×10^7/米，c爲光速，3×10^8米/秒。

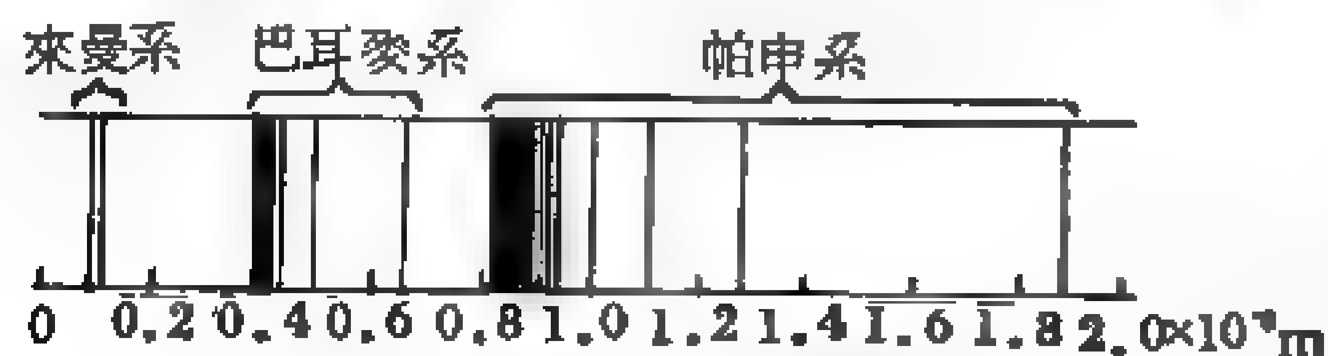


圖8—110　氫原子光譜

由實驗發現氫原子光譜（如圖8—110）有若干系（*series*）。根據（6）式電子可自任何

高能階回復到某一低階軌道來，如電子可自 $n_a=2, 3, 4\cdots\cdots$ 各高能階回復到 $n_b=1$ 的低能階軌道上，這一組電子轉移所成的譜線構成來曼系（*Lyman series*）氫原子光譜。如 $n_a=3, 4, 5\cdots\cdots$，$n_b=2$ 則這一組稱爲巴耳麥系（*Balmer series*）氫原子光譜。如 $n_a=4, 5, 6\cdots\cdots$，$n_b=3$，則這一組稱爲帕申系（*Paschen series*）氫原子光譜。如 $n_a=5, 6, 7\cdots\cdots$，$n_b=4$，則這一組稱爲布拉克系（*Brackett series*）氫原子光譜。

在波爾原子理論中，我們要注意原子軌道（*atomic orbital* 即原子內電子運行的軌道，又常稱爲原子軌道）上電子的角動量是量子化了的，進而其能量也是量子化了的。上述波爾理論應用於氫原子及與氫相似的情形時，即僅有一個電子和一個原子核，如 He^{+} 及 Li^{++}，是相當令人滿意的。但對於有兩個以上電子的原子時，用波爾理論來處理就有困難。因電子增多，（4）式可容許電子的能量應需修正，同時電子與電子互相排斥結果必改變存在的狀態，這些修正需要以一般量子理論來處理之。

【波爾達擺】（Borda's pendulum）

1790年，波爾達所發明的複擺，將金屬圓球用金屬線懸之，即成爲波爾達擺。因爲對擺固定點的慣性矩容易求出，所以可用以測定重力加速度。

【波爾對應原理】（Bohr correspondence principle）

氫光譜以及一般原子光譜，若依據古典理論（*classical theory*）則無法予以解釋，但如引用波爾理論即可加以說明。但古典理論上所能說明的事實例如發光強度及偏振光（*polarized light*）等，在波爾理論上反而不能予以說明。根據古典理論，發光強度及偏振光各依電磁波之振幅及振動方向而定，均與光源的電磁振動之性質有關。若依據波爾理論，光之吸收或發射係由狀態的轉移所引起，其發光強度（每單位時

間所發射的能量）決定於所放出的光量子數。茲就由狀態2轉移至狀態1的情形討論之，彼此間無何作用的一群原子中狀態爲2者的數目若爲N_2，狀態爲2的諸原子中任一原子，自狀態2轉爲狀態1的或然率設爲w_{21}，設狀態2與狀態1的能量差爲$h\nu$,原子於單位時間所發射的能量即發光強度I_{21}則爲 $I_{21}=w_{21}N_2\ h\nu$

然因在波爾理論上無法決定此w_{21}，故在該理論中無法研討發光強度。對於偏振光現象，僅依據波爾理論亦是無法予以說明。波爾有鑑於此，提出對應原理，以彌補此缺陷，波爾對應原理內容如下：

1. 量子理論對任何物理系統的預測，在其量子數很大時，應該與古典物理對此系統之預測符合。

2. 如果有選擇定則（*selection rule*）時，則此選擇定則，必須對量子數的任何值均成立。

此原理不僅給過渡時期物理學以方便，並且暗示完善的理論即量子力學應如何著手去建設，海森堡（*Heisenberg*）獲得此暗示後即創立量子力學（*Quantum mechanics*），此量子力學又名爲矩陣力學（*Matrix mechanics*）。

【波爾磁元】（Bohr magneton）

在原子物理中描述磁矩的單位。

一電子的波爾磁元是應用最廣的單位，若無其他說明，則“磁元”即指“波爾磁元”。用電磁單位定義爲

$$\mu_0=eh/4\pi m_e c=9.274096\times10^{-21}\text{ 爾格高斯}$$

式中μ_0是電子的波爾磁元，e是電子的電量，h爲浦朗克常數（*Planck constant*），m_e是電子的靜質量，c爲光速。

原子核的波爾磁元定義爲

$$\mu_1=\frac{en}{4\pi Mc}=\frac{\mu_0}{1,836}$$

式中M是質子的靜質量，其他符號與電子的波爾磁元所表者相同。

【波爾頻率】(Bohr frequency)

根據波爾的第二個假設：在兩定狀態間的躍遷，其吸收或放射輻射是單頻的，其頻率爲ν，與能量的關係可由下式表示：

$$h\nu = E_m - E_n$$

【波德定律】(Bode's law)

行星和太陽的距離，平常都是用天文單位來表示。關於它們的距離，亦可以用波德定律來表示；這定律是一個級數，就是先設一數" 0 "，後設一數" 3 "，其後再設各數爲前數的2倍；把各數都加上" 4 "，所得的結果，就是各行星和太陽距離的比。就是

0	3	6	12	24	48	96	192	384
4	4	4	4	4	4	4	4	4
4	7	10	16	28	52	100	196	388

現在把各行星的實際距離和波德定律的距離列表如下：

行　星	水	金	地	火	小行星	木	土	天王	海王
實際距離	0.387	0.723	1.000	1.524	1.5～5.2	5.203	9.539	19.191	30.091
波德定律	0.4	0.7	1.0	1.6	2.8	5.2	10.0	19.6	38.8

由上表可以知道天王星以前，都相符合，海王星相差甚遠。

【波紋機】(Undulator)

將電報信號記錄於紙條上的機器。

【波數】(Wave number)

諧和波(即正弦波)中，波長的倒數，即$1/\lambda$，稱爲波數。但亦有將波數定義爲$2\pi/\lambda$者，以k表之。波數有時取爲波向量(*wave vec-*

tor)的大小，波向量以$\vec{k}$表之，方向爲波進行的方向，大小卽爲

$$|\vec{k}|=\frac{2\pi}{\lambda}$$

波數的單位以凱(*kayser*)表之，卽cm^{-1}。

【波數向量】(Wave number vector)

雖然$\xi=f(x-vt)$表示沿X軸傳播之波動，可是我們不需要假定波都集中在X軸上來解釋它；若由ξ所描繪之物理擾動分佈於所有空間，則在某一時刻t凡具有相同x值之各點，函數$\xi=f(x-vt)$之值均相同；可是x=常數表示垂直於X軸之平面(圖8—111)，因此在三個方向中，$\xi=f(x-vt)$描繪平行於X軸傳播之平面波(*plane wave*)。

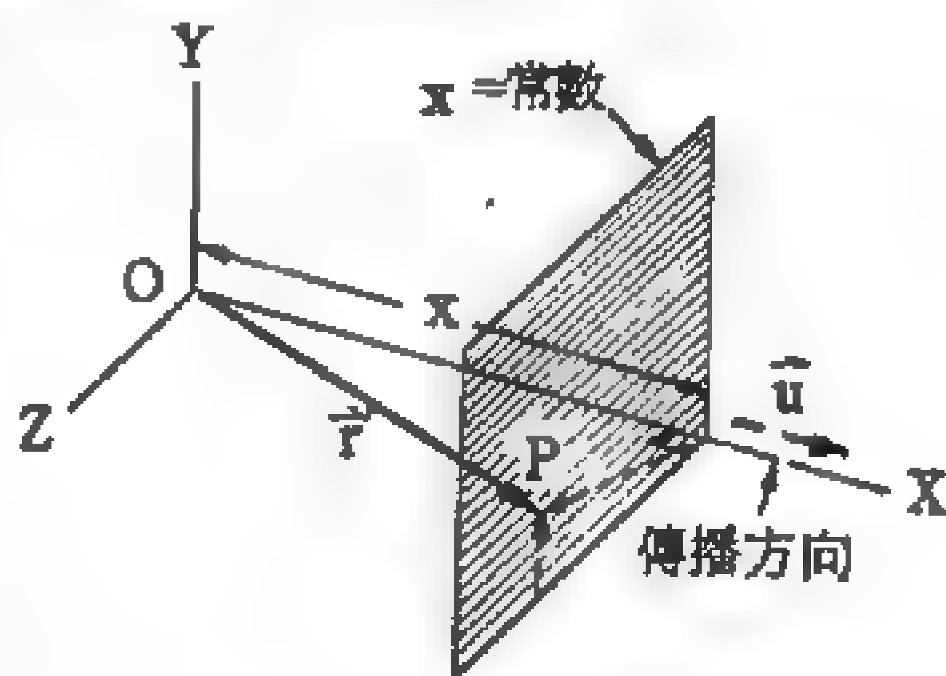


圖8—111　沿X軸傳播之平面波

我們必須注意切合於平面波之條件是其傳播之方向能由垂直於波平面之單位向量$\vec{u}$來表示，而坐標軸之方位倒是比較隨便的問題。因此將平面波$\xi=f(x-vt)$表成與坐標軸之方位無關之形式較爲方便。在圖8—111的情形下，單位向量$\vec{u}$平行於X軸。若$\vec{r}$爲波前上任意一點P之位置向量，則

$$x=\vec{u}\cdot\vec{r}$$

因而

$$\xi=f(\vec{u}\cdot\vec{r}-vt)$$

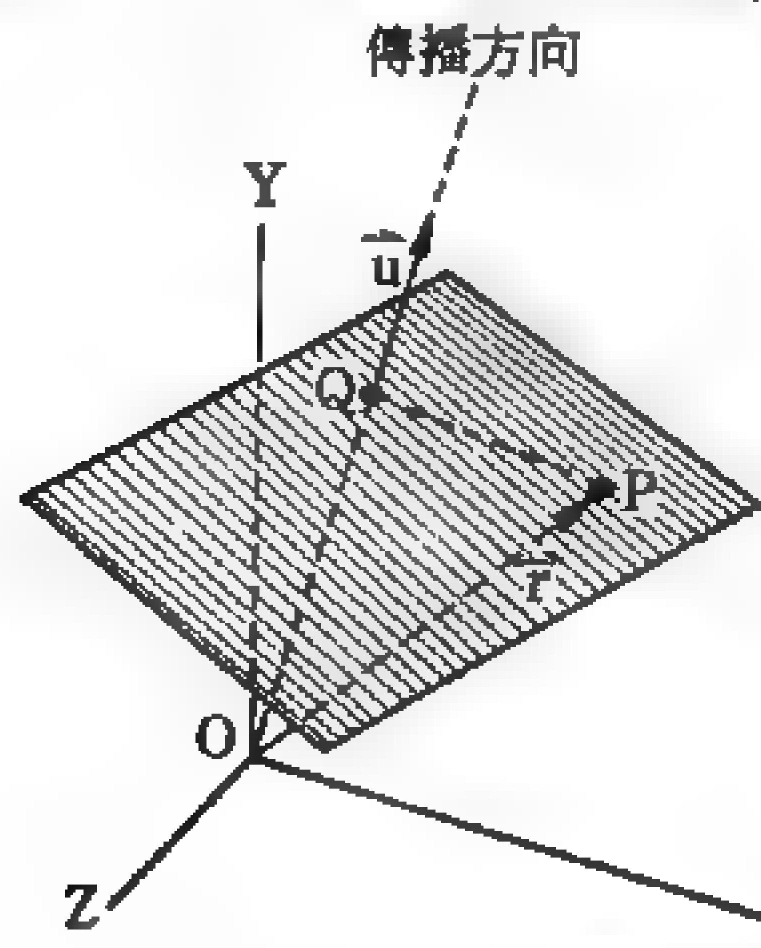


圖8—112　向任意方向傳播之平面波

如果$\vec{u}$指向任意方向(圖8—112)，$\vec{u}\cdot\vec{r}$之值仍然是從原點O沿單位向量$\vec{u}$之方向所量度之距離，因此上式卽表

示沿$\vec{u}$方向傳播之平面波。在向平面諧和波或平面正弦波沿$\vec{u}$方向傳播之情形下，我們寫

$$\xi = \xi_0 \sin k(\vec{u} \cdot \vec{r} - vt)$$

爲了方便起見，定義一個向量$\vec{k} = k\vec{u}$，此向量之長度爲

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}$$

而指向傳播之方向，此向量通常稱爲波數向量或傳播向量(*propagation vector*)，於是，因$\omega = kv$，平面諧和波可以表示爲

$$\xi = \xi_0 \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$$
$$= \xi_0 \sin(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)$$

式中k_x，k_y及k_z爲滿足於

$$k_x{}^2 + k_y{}^2 + k_z{}^2 = k^2 = \omega^2/v^2$$

關係之k的分量。

【波導】(Wave guide)

用來傳遞波動的孔道，稱爲波導。它可限制波在一定範圍內進行，從一端進入，而在另一端被接收。

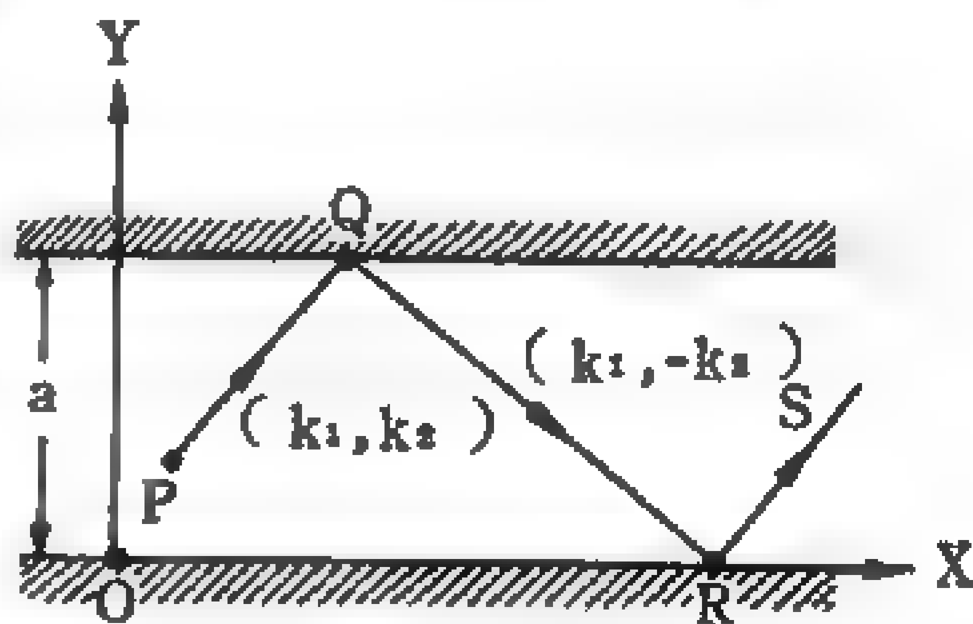


圖 8—113
傳播於兩平行反射面間的輻射線

圖 8—113 顯示一與反射面夾著一個角度的波動，自P點射出。令波與平面平行的坐標軸爲X軸，與平面垂直的方向爲Y軸，自P發出的波，波向量落在X－Y平面上，在兩軸上的分量，分別爲k_1和k_2。當波動到達上面的平面，自Q點反射出時，波向量的分量即變成(k_1，$-k_2$)。再從下面平面上的R點反射出時，波向量又變回(k_1，k_2)。如此反覆下去，波動在兩平面間往復投射，不斷向右移動。其結果，相當於在此兩反射平面間，有兩組行進波在傳播著，其波向量分別爲

（ k_1 ， k_2 ）和（ k_1 ，$-k_2$ ）。這兩組波既然都是在同一空間範圍內進行的波，其向右進行的淨波動，即等於兩波動干涉的結果。此波動函數可分別寫成

$$\xi_1=\xi_0 \sin[\omega t-(k_1x+k_2y)]$$

$$\xi_2=\xi_0' \sin[\omega t-(k_1x-k_2y)]$$

因此，這兩個波函數的和爲

$$\xi=\xi_0 \sin[\omega t-(k_1x+k_2y)]+\xi_0' \sin[\omega t-(k_1x-k_2y)] \quad (1)$$

但在 $y=0$ 時，此平面上總波動應等於零，故

$$\xi=(\xi_0+\xi_1')\sin(\omega t-k_1x)=0$$

此式對所有的 t ，x 都適合，因此

$$\xi_0'=-\xi_0$$

而（ 1 ）式變成

$$\xi=\xi_0\{\sin[\omega t-(k_1x+k_2y)]-\sin[\omega t-(k_1x-k_2y)]\}$$

再利用三角恆等式的關係，把兩正弦的差，化成乘積，則

$$\xi=-2\xi_0\sin k_2y\cos(\omega t-k_1x) \quad (2)$$

在 $y=a$ 之平面上，此式還應該滿足 $\xi=0$ 的邊界條件。即

$$\sin k_2a=0$$

或

$$k_2=n\frac{\pi}{a} \quad (n=1,2,3\cdots\cdots) \quad (3.)$$

對於波向量的 X 分量 k_1 ，則不受任何的限制，因 X 方向無邊界條件。

（ 2 ）式表示一調幅的行進波。$\cos(\omega t-k_1x)$ 因數表示在此波導內，波動的有效傳遞是沿著 X 方向，往右進行的，其傳播的相速度（ *phase velocity* ）爲

$$v_\varphi=\frac{\omega}{k_1}=(\frac{k}{k_1})v \quad (4)$$

因爲 k_1 只是波向量 $\vec{k}$ 的一個分量，$k_1 \leq k$；上式指出波導內的波動傳遞的相速度 v_φ，大於此波在自由空間的相速度 $v = \omega / k$。

現由 $k^2 = k_1{}^2 + k_2{}^2$ 與（3）式，則有

$$k^2 = k_1{}^2 + \frac{n^2\pi^2}{a^2}$$

或
$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega^2}{v^2} - \frac{n^2\pi^2}{a^2}} \qquad (5)$$

因此，依照群速度（*group velocity*）的求法，沿 X 方向進行的波動，其群速度爲

$$v_g = \frac{d\omega}{dk_1} = \frac{k_1}{\omega} v^2 = \left(\frac{k_1}{k}\right) v \qquad (6)$$

這個群速度就比其在自由空間的傳播速度 v 小。將（4）式和（6）式相乘則得 $v_\varphi v_g = v^2$。對於在眞空中的電磁波，因 $v = c$ 故 $v_\varphi v_g = c^2$。因是，可見即使在一空的電磁波導中，它之作用猶如具有折射率小於1的色散介質，因而，有大於 c 之相速度，小於 c 之群速度。

（5）式還指出另一種重要的波導特性。爲要使波動能沿著波導傳遞，k_1 必須要是一個實數。故（5）式中，根號內的數要大於零。即須有 $\omega^2 / v^2 \geq n^2\pi^2 / a^2$，或

$$\omega \geq \frac{n\pi v}{a} \quad \text{或} \quad \nu \geq \frac{nv}{2a} \quad n = 1, 2, 3, \cdots\cdots$$

換句話說，只有滿足上式的頻率關係的波動，才能沿此波導傳播。傳經波導的波形，決定於 n 的值，對每一種波形的波，有一截止頻率（*cut-off frequency*），$nv/2a$，低於此頻率的波，即無法在此波導內傳播。從這一作用來看，波導又可當作濾頻器（*frequency filter*）。

（2）式的另一因數，$\sin k_2 y$，表示沿 X 方向傳播的波，其振幅在橫的方向上，有調變的現象。圖8—114 表示前三種波形的振幅，

在橫的方向上，變化的情形。在實用上，波導的橫截面多爲長方形或圓形。這兩種形狀的波導，所造成的相速度和截止頻率，都和本條所求得的結果類似，只是數值上略有差異而已。一個有趣的波導實例是，地球表面，與距地面約高 80 公里的一個所謂電離層（ *ionosphere* ），實際上，構成一個很好的波導（見圖 8—115），使得無線電波能在其間傳播著。

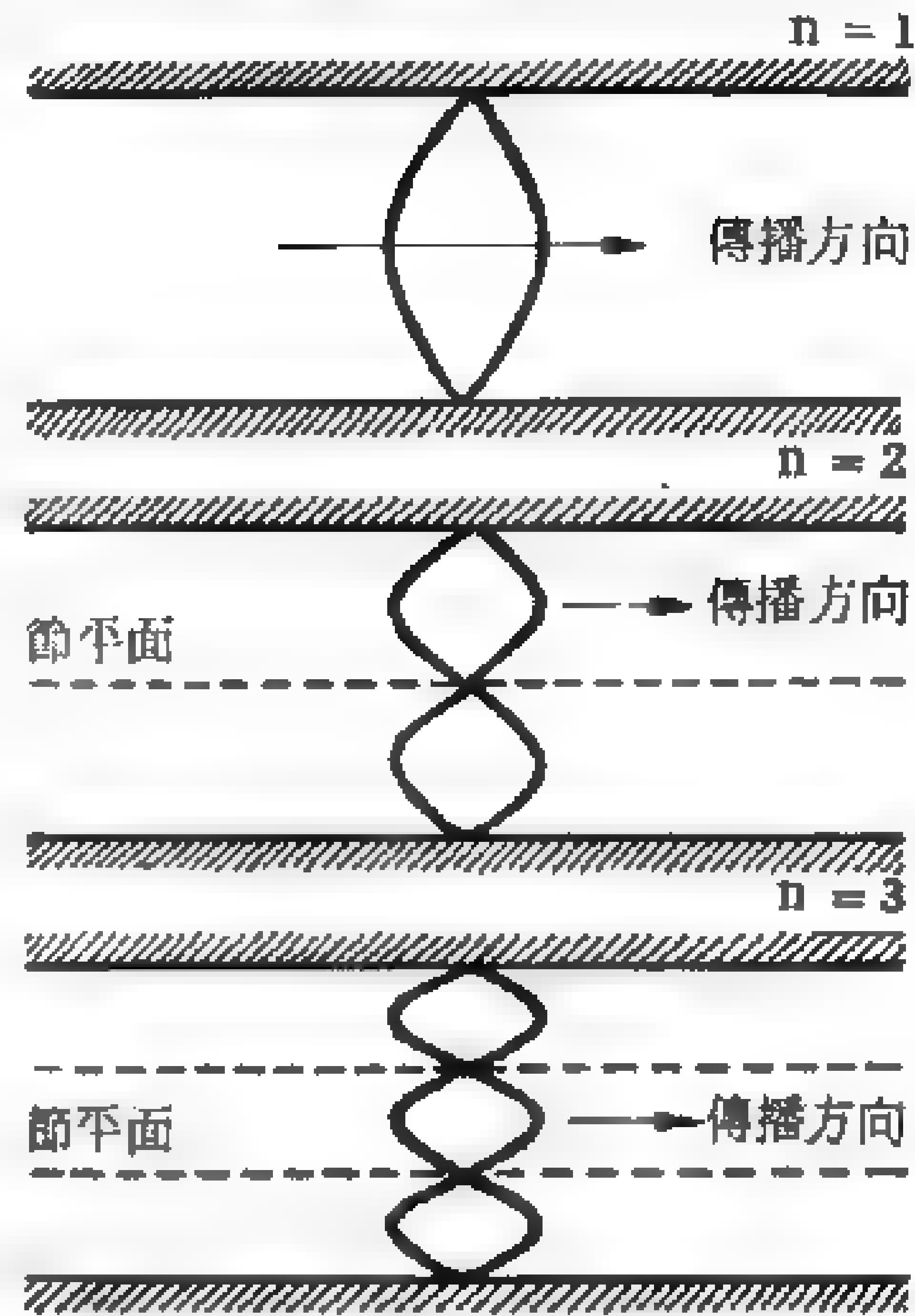


圖 8—114
傳播於兩平行反射面之波的前三種方式

以上的討論，是對任何一種波動都能適用的；但對電磁波來講則具有某些特性，因電磁波的橫向特性，對每一向量 $\vec{k}$ 則有兩組可能方式：電場恆與波的有效傳播方向（即 X 方向）垂直的橫電場 TE（ *transverse electric* ）方式，或磁場恆與波的有效傳播方向垂直的橫磁場 TM（ *transverse magnetic* ）方式。這兩種方式，是依據電場 $\vec{E}$ 相對於波導邊界之方向而定。

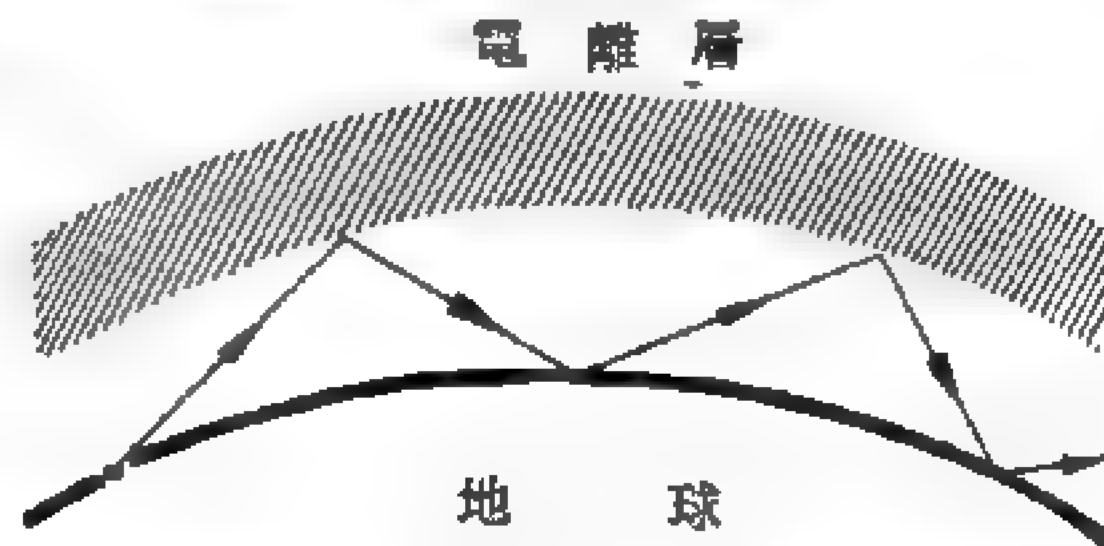


圖 8—115
電離層與地面構成無線電波的一個波導

【波霎】（ Pulsar ）

1967 年無線電天文學家發現波霎。波霎是在100 MHz 到 1,000 MHz 波段左右，發射週期性的無線電波，發射的方式是在每週期內突然放射約 5 %到 10 %的時間，而後沉寂，週期自0.05 到 3 秒左右，週期很準，約在 10^{-8} 左右。後來又發現週期在逐漸增加

，由此而斷定這保持一定週期放射的機構是旋轉，旋轉動能逐漸消失，因此週期逐漸增加。由週期大小及星球構造理論，因而可斷言波霎是旋轉的中子星（*neutron star*）。中子星的半徑約十公里左右。理論家推測，由於某種不穩性，星球突然重力陷縮（*gravitational collapse*）。星球半徑縮小一百萬倍左右，使電子與質子受壓縮而變成中子。中子星上的表面重力場很強，約爲重力陷縮到重力奇點重力場的十分之一。

【波譜】（**Spectrum**）

電磁波之能量，以其頻率或波長作一系列之分佈，如自然現象中的霓虹現光顏色之分佈情形。

【沿徑】（**Radial**）

垂直於圓周的方向，即半徑的方向。

【沿徑加速度】（**Radial acceleration**）

和路徑相垂直方向的加速度。

【沿徑速度】（**Radial velocity**）

和路徑方向垂直的速度。

【泊】（**Poise**）

黏滯係數 η 的 C.G.S.單位，定義爲以 1 厘米深的流體介於兩平行板之間，欲維持兩板的速度差爲 1 厘米／秒，所需單位面積上的切向力（達因／厘米^2），即

$$1\text{泊}=\frac{\text{達因秒}}{\text{厘米}^2}=1\frac{\text{克}}{\text{厘米秒}}$$

液體的黏滯係數隨溫度增加而減少，氣體的黏滯係數則隨溫度增加而增大。

下表列示幾種流體的黏滯係數，單位爲泊。

液　　體	黏滯係數	氣　　體	黏滯係數
水　(0°C)	1.792×10^{-2}	空氣(0°C)	1.71×10^{-4}
水　(20°C)	1.005×10^{-2}	空氣	1.81×10^{-4}
水　(40°C)	0.656×10^{-2}	空氣(40°C)	1.90×10^{-4}
酒精(20°C)	0.367×10^{-2}	氫	0.89×10^{-4}
甘油(20°C)	8.33	氨	0.97×10^{-4}
蓖麻油(20°C)	9.86×10^{-2}	二氧化碳	1.46×10^{-4}

【沼氣】(Marsh gas)

沼氣爲甲烷之俗名，其分子式爲CH_4，此種氣體在天然煤氣中約含90～95％。池沼中之植物腐爛時卽生此氣。煤礦坑中亦有此氣存在。

沼氣爲無色、無臭、無味之氣體，比空氣輕、難溶於水、點火則發淡藍色之火焰，生成二氧化碳及水，同時並發大量的熱。

僅是1.5立方公尺的沼氣，就能相等於1公斤的汽油。沼氣的功用極廣泛，可以用它來發動機器，1馬力1小時只需要0.5的立方公尺氣體，可以帶動發電機和抽水機。如果把它壓縮在鋼筒裏，還可以供汽車、拖拉機去代替汽油使用。不但可以用於機器方面，而且它也是我們日常生活中如：煮飯、燒水、點燈的燃料。同時，如果將沼氣經過處理過之後，還可以得到許多種化學產品，如人造纖維、塑膠等。

【油斑光度計】(Grease spot photometer)

爲本生(*Robert Wilhelm Bunsen*)首先發明。如圖8—116以帶有油斑且二面性質相同之白紙屏置於二光源之間，調整其位置使二面明暗不能分辨時止(此時紙屏二面由光源所生之照度相等)。卽

$$\frac{I_1}{r_1^2}=\frac{I_2}{r_2^2}$$

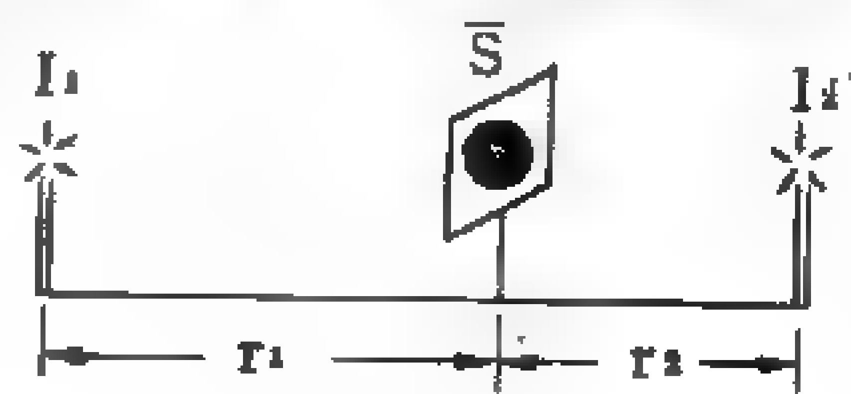


圖8—116

【油浸電容器】(Oil capacitor)

油浸可提高容量，又可以增加耐壓值。浸過油的電容器便叫油浸電容器。

【油浸變壓器】(Oil immersed transformer)

如循著家裏的電線，追溯回去，可找到電線是接在油浸變壓器。油浸變壓器如圖 8－117是把交流的電壓由2,200 V降爲110V(約有10 V是因所經電線的電阻而降低)。變壓器中充有很多的油，具有絕緣與散熱(把線圈與鐵芯所產生的熱經油的對流帶出來)的作用。輸出端接地的主要目的是防止萬一變壓器發生故障，或高壓線斷線時，碰觸在下方的110 V的電線，導致高壓電傳到屋裏之危險。

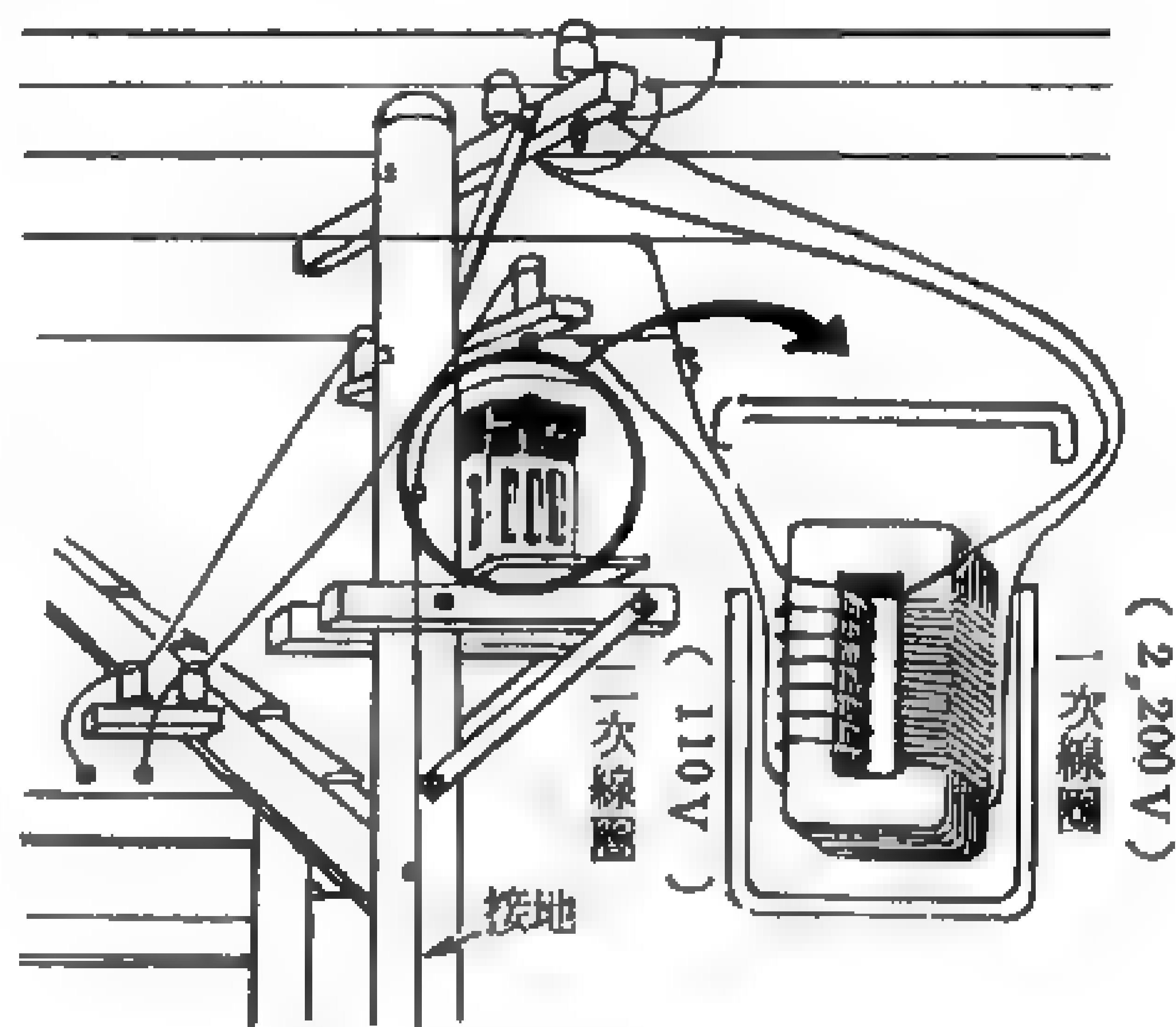


圖 8－117　油浸變壓器

【油轉動抽機】(Rotary pump)

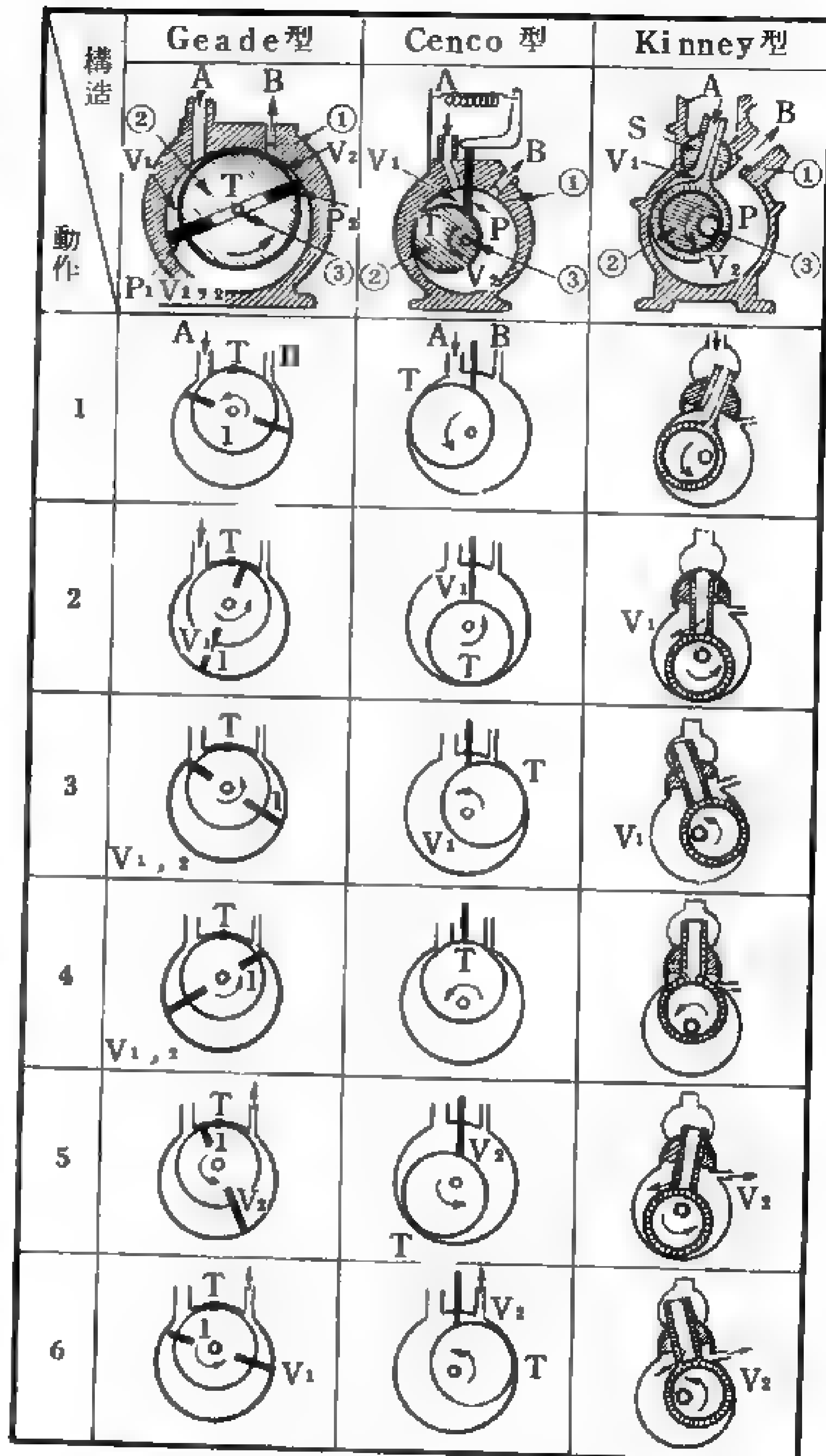
主要爲獲得10^{-3} $mm\ Hg$ 以下的低眞空爲使用目的，但也當作擴散抽機的補助眞空用。

轉動抽機有三種代表性的型式，即*Geade* 型、*Cenco* 型(美國 *Central Scientific Company*的縮寫)與*Kinney* 型 (美國 *Kinney Manufacturing Company*)。不管那一種型式皆利用圓柱固定筒(*stator*)內之圓柱轉動筒(*rotor*)的轉動，把空氣抽到弦形隙，然後由被壓縮的閥排出抽機外。在其操作時，油將堵塞死空間(

dead volume）保持氣體密度，同時做潤滑與對流冷卻作用（圖 8—118 ）。它們的構造情形說明！

1. *Geade* 型，轉動軸是通過轉動筒中心，轉動筒有溝以彈簧裝緊定兩張翼板，可在固定筒內壓著筒壁滑轉，把進入抽機內的空氣，利用翼板堵塞使它不能回到原來進口，並壓縮它。在出口處有閥，被壓縮的空氣將推開此閥跑出大氣中。在三種型式中，此型振動最小。

2. *Cenco*



①固定筒；　②轉動筒；　③轉動軸；
A 進氣口；B 排氣口；P 翼板；T 固定管與轉動筒的相接點；V_1 吸入時空間；V_2 壓縮時空間

圖 8—118　油轉動抽機的構造與動作說明圖

型的轉動軸通過固定筒中心，而使轉動筒做偏心轉動。裝在固定筒溝內的翼板，由彈簧桿壓著，使它隨時與轉動筒相接觸上下運動。

3. *Kinney* 型的翼板構造與上面兩型差異甚大。在翼板中有偏心轉動筒，使其圓筒部與固定筒隨時相接，做上下運動與左右擺動的合成運動，排出空氣。有不使用彈簧的特點，但翼板運動所引起的振動相當大。

4. 圖 8—118 氣體進入 V_s 空間被壓縮到變爲最小空間時 V_s 體積稱爲死空間。油的最重要用處在於塡滿此死空間，把壓縮在此空間內的氣體化成小泡，與油一起排出。

【泛音】(Overtone ; Partials)

1. 紅外線光譜學中泛音指在分子振動系統中，振動量子數變化爲 $\Delta n > 1$ 之躍遷。在雙原子分子中，泛音譜線的頻率爲基本譜線 (*fundamental tone*) 的整數倍；但在多原子分子中振動量子數的變化不必在同一正規振動中，兩種以上之正規振動量子數同時變化者稱爲結合泛音譜線 (*combinational overtones*)。

2. 在管樂器之管中及弦樂器之弦上，除了封閉端或固定端均爲波節以外，我們還可使其產生好幾個波節。因此，這些樂器除基音外，還可發出泛音。這些泛音係與基音同時發生，而其高低與強弱則視不同的樂器而互異。所謂樂器的音色 (*timbre*) 卽由此決定。特別高的泛音如果過於強烈時，其音色將使耳的鼓膜上受到一種尖銳的感覺。倘若在基音之外，還伴有顯明的低沉泛音，則其音色會較爲圓潤或柔和。小提琴有許多強泛音，所以產生柔美充實的音調。相反的，口哨的泛音就少得多了，所以聲調微弱而且單薄刺耳。因此，振動的頻率決定了聲音的音調，而其包含的泛音數與泛音強度決定了聲音的音質。

除此以外，弦線上所發出的泛音，其高低與強弱乃隨著叩擊的部位與叩擊的方式而有不同。此項叩擊究係由於柔軟手指之彈撥或是由於金

屬棒或木槌以及橡皮槌之敲擊，其差異殊大。

語言中的子音之形成就是由於很高的泛音所致，而母音中除了 *e* 與 *i* 以外，則大部分都是低沉的泛音。德國物理學家赫爾姆霍茲（*Hermann von Helmholtz*）在1860年所發明的共振器，給我們帶來一種音色測定或音色分析的方法。

【物性】（Properties of matter）

物性是物理學的內容之一，研究有關物體的一切性質的自然科學。

【物理天秤】（Physical balance）

使用於秤量500克內，精確度爲0.1克程度質量的測定。利用浮力方法的比重測定。其構造原理爲：

1.如圖 8—119，天秤爲左右兩邊臂長度相等的槓桿的一種。在架臺②裝有水平調整螺絲①立在此架臺上的支柱⑥上部有刀口臺⑨用來支持秤桿⑧。

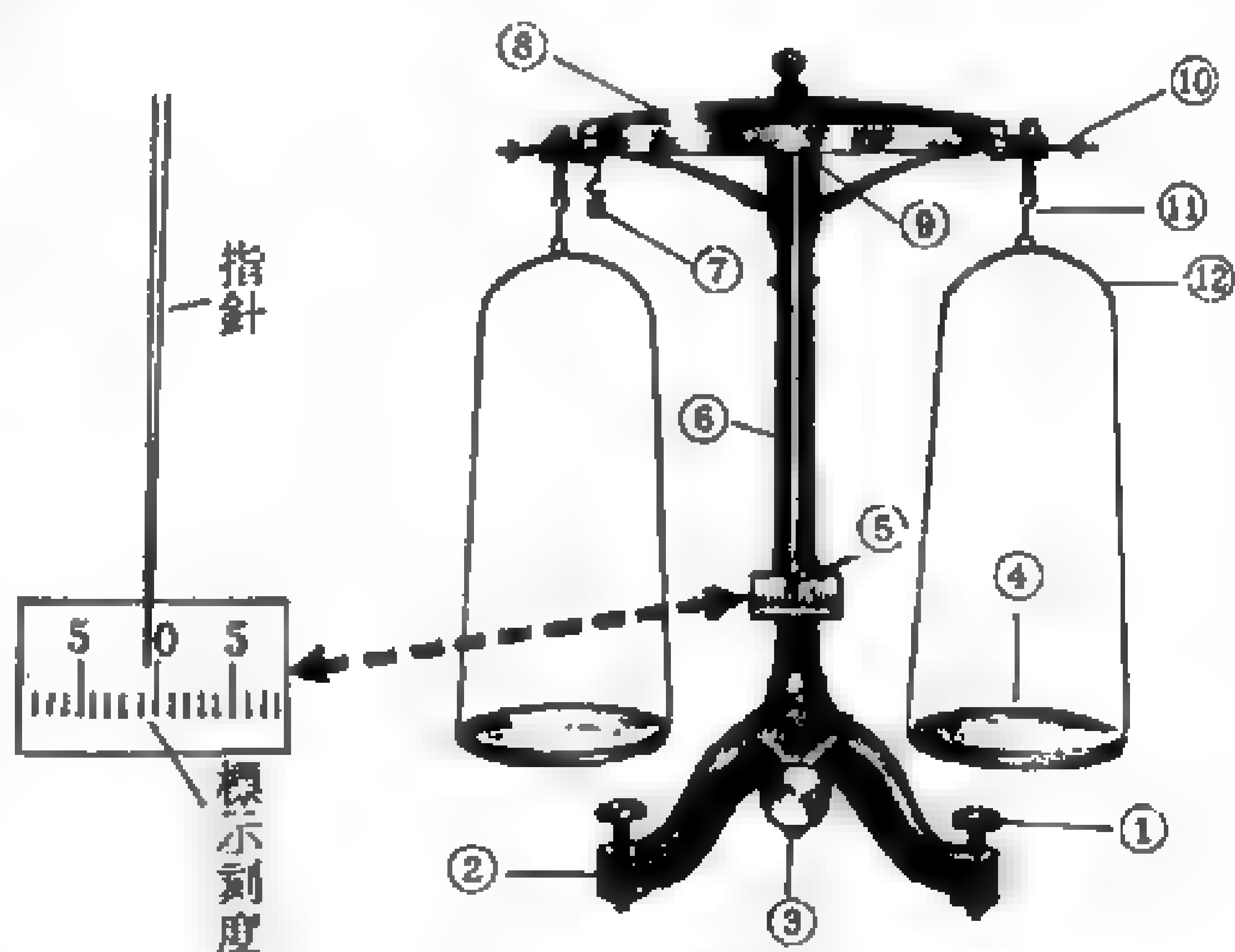


圖 8—119　物理天秤

2.在秤桿上有分劃尺能使游碼⑦在此上面移動。在右端有秤桿平衡調整螺絲⑩並在中央處裝一指針⑤以指示秤桿傾斜度。

3.在秤桿兩端下部有 S 形環⑪可由吊環⑫吊秤量盤④。在架臺並設有托盤子可由搖柄③上下它，用來固定秤量盤，停止其振動。

【物理光學】（Physical optics）

物理光學是以波動理論探討光的特性，如干涉、繞射等。它還包括了光與物質的相互作用，如光的發射和吸收現象。

【物理倫琴劑量】(Roentgen equivalent physical)

物理倫琴劑量，記爲 *rep*。

最初的定義是指凡能使組織每克所吸收的能量爲 83 爾格的游離輻射劑量。於是，1 克組織從 1 *rep* 的輻射所吸收的能量，在數值上與 1 克空氣在精確有效的估計下，從 1 倫琴的電磁輻射 (*electromagnetic radiation*) 所吸收的能量相等值。不久，這個能量吸收值改爲93爾格；它是指 1 克組織，因暴露在 1 倫琴的電磁輻射下所測得的吸收能量。

【物理區域】(Physical region)

在粒子散射過程中，散射幅是許多變數的函數，例如在過程 $a + b \to c + d$ 中，是總能量 E 和散射角 θ 的函數。當這些變數的值相當於實際的散射時，這些變數的範圍稱爲它們的物理區域。上例中 E 的物理區域分別是 E 爲實數且大於 ($Ma + Mb$) c^2 及 ($Mc + Md$) c^2 (M是質量，c 是光速)。θ 的物理區域則爲 $-1 \leq \cos\theta \leq 1$。

【物理量】(Physical magnitudes)

在研究物理學時，常常利用數學上的成就，作爲探討的工具。凡是可以用數字表示的量，或量與量之間的換算，都得助於數學運算。一個物理定律的內容，有時候能用簡潔的數學式子來表達。在物理學上，可用數學式子表示且實際能測量的量，稱爲物理量，例如四方體的長、寬、高，圓周、面積、體積、重量、速率、加速度、力……等皆是。

【物理量之因次分析】(Dimensions analysis of physical quantities)

利用各物理量單位之平衡作因次分析，以決定各量之間關係的方法。

【物理學】(Physics)

自然科學中，關於物體的性態、運動和熱、聲、光、磁、電等現象

的研究，稱爲物理學。研究物理學的目的，在啓發人智，增進文化的設備，如輪船、飛機、電燈、電影等。

【物理學家】(Physicist)

從事物理學研究的人，可分成兩類：有一部分叫做理論物理學家(*theoretical physicist*)，他們只推導新的定律，而不作實驗；另外有一部分叫做實驗物理學家(*experimental physicist*)，他們先作實驗，再作推導工作，這兩類學者工作的方式雖不同，貢獻卻一樣大。

【物理擺】(Physical pendulum)

即複擺。

詳閱“複擺(*Compound pendulum*)”條。

【物理變化】(Physical change)

指物質的狀態雖然經過變化，但本身的組合成分(組成)卻沒有改變者，亦稱相之變化(*change of phase*)。例如水的三態變化。

【物距】(Object distance)

鏡頂與發光體間之距離。

【物焦距】(Object focal length)

物焦點與球面之距離稱爲物焦距。

【物焦點】(Object focus)

亦稱第一焦點(*first focal point*)，係主軸上一點物，其折射線均平行於主軸，亦即點物之像位於無窮遠處。

【物態之變化】(Change of state)

物質的溫度改變到適當的時候，就有物態的變化。

以分子之運動來解釋；在固體中，固體的分子排列整齊，不能任意更動位置。當溫度增高時，最初各分子以固定的位置爲中心而開始激烈振動，同時，分子和分子之間的距離稍微增大。這就是熱膨脹的原因。

若再繼續加熱固體，分子的振動就會更劇烈，當固體溫度升至熔點時，分子之間的結合力開始被破壞，晶格的排列漸漸地混亂。這就是開始熔化了，等到完全熔化爲液體時，分子間也就無所謂排列了。而在液體中的分子因布朗運動（*Brownian movement*）不斷地互相撞擊，在互碰過程中傳遞能量。這種現象非但是不規則的而且次數極多，所以某一個特定的分子，就可能有集中大量動能的機會，那麼此分子就會跳出液面進入空中，這就是液體的蒸發。

若液體受加熱；其分子的動能逐漸增加，不但上面的現象增多，最後每一個分子都因吸收熱量而快速運動，漸有能力脫離液面而汽化。

熔化、凝固、汽化、液化及昇華等現象，皆爲熱量變化的結果，其間的關係可用圖8－120表之。

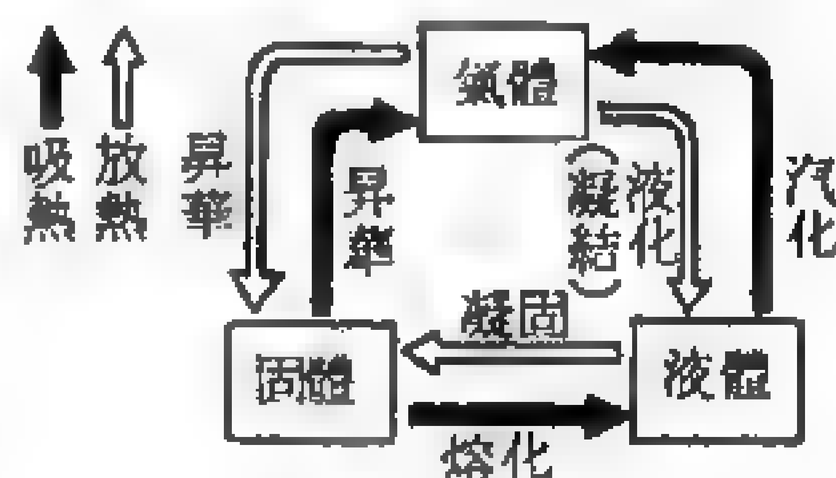


圖8－120

很多的物體，凝固時體積會減小。現在從分子的狀態來看。固體的分子比液體的分子，其互相吸引的力量強，所以分子間的距離縮小，體積就隨著減小。不過，水凝固成冰時體積會增加，那是水凝結成冰後，分子間的特殊排列有空間的關係。

液體汽化時，體積通常都會增加，例如水在一氣壓下汽化時，汽化的體積約等於原來體積的1,600倍。

【物態方程式】（Equation of state）

所謂物態方程式，是描述在平衡狀態時熱動系統的參數間之關係式。此參數爲壓力P、體積V與絕對溫度T，可表示如下：

$$f(P, V, T) = 0$$

這關係式使此系統的獨立變數減少一個。習慣上，常用$P-V-T$空間的點，代表此系統的狀態，因此就數學上之意義而言，此物態方程式表現一曲面。

每一熱動系統，都有它本身的物態方程式，有的時候各坐標間的關係太複雜，以致無法用簡單的數學函數表示出來，而必須由實驗或分子理論得出。像熱力學這樣，以自然界的普遍法則爲根據的普遍理論，是不足以表達一種物料和其他物料之行徑對照的。因此，物態方程式並非由熱力學所作的演繹，而通常是對熱力學的實驗補充。它表示在一個有限的坐標值範圍內，能將一系統的熱力學坐標儘可能量得精確的實驗之結果。因而一個物態方程式，只能跟導出它的實驗一樣精確。而且也只在量度所及的坐標值範圍內成立。一旦超出這範圍，可能就得用不同形式的物態方程式。

一個系統所經歷不呈力學平衡及熱平衡的諸狀態，因爲無法用將整個系統看成一體的熱力學坐標加以描述，所以沒有表示它們的物態方程式。例如，假定汽缸內的氣體膨脹，而使活塞發生加速運動，則在任一瞬間，氣體可能具有確定的體積和溫度，但對應的壓力無法藉物態方程式計算出來。這時候，壓力不是一個熱力學坐標，因爲它不但與活塞的速度、加速度有關，而且可能逐點相異。

如要以數學上的方程式表示，則爲了配合實驗及便利某種理論之推演，其關係式的表示法，各有不同，但每一種方程式都有其特別準確的區域。

理想氣體及很稀氣體滿足$PV=RT$之物態方程式，式中V爲克分子體積，R爲氣體常數。眞實氣體的物態方程式必須考慮分子的體積以及分子間的吸引力所產生對容器壁上壓力的影響，故可寫成

$$(P+K)(V-b)=RT$$

此方程式中b修正氣體分子所佔有的體積，K修正分子間的吸力，使加於器壁上壓力減小之量。b值可視爲常數，但K值與體積有關。如設$K=a/V^2$，a爲常數，則得到范得瓦（Van der Waals）物態方程式，范得瓦方程式在解釋氣體與液體間之相轉變上相當重要。如$P-V$圖

8—121所示。

如設$K=a/(VT)$，則得到白太洛（*Berthelot*）物態方程式。如設

$$P+K=P\exp(a/VRT)$$

則得狄太銳析（*Dieterici*）物態方程式。這三個特性方程式均含a、b兩實驗參數及氣體常數R。而a、b及R可由臨界點的條件求得。

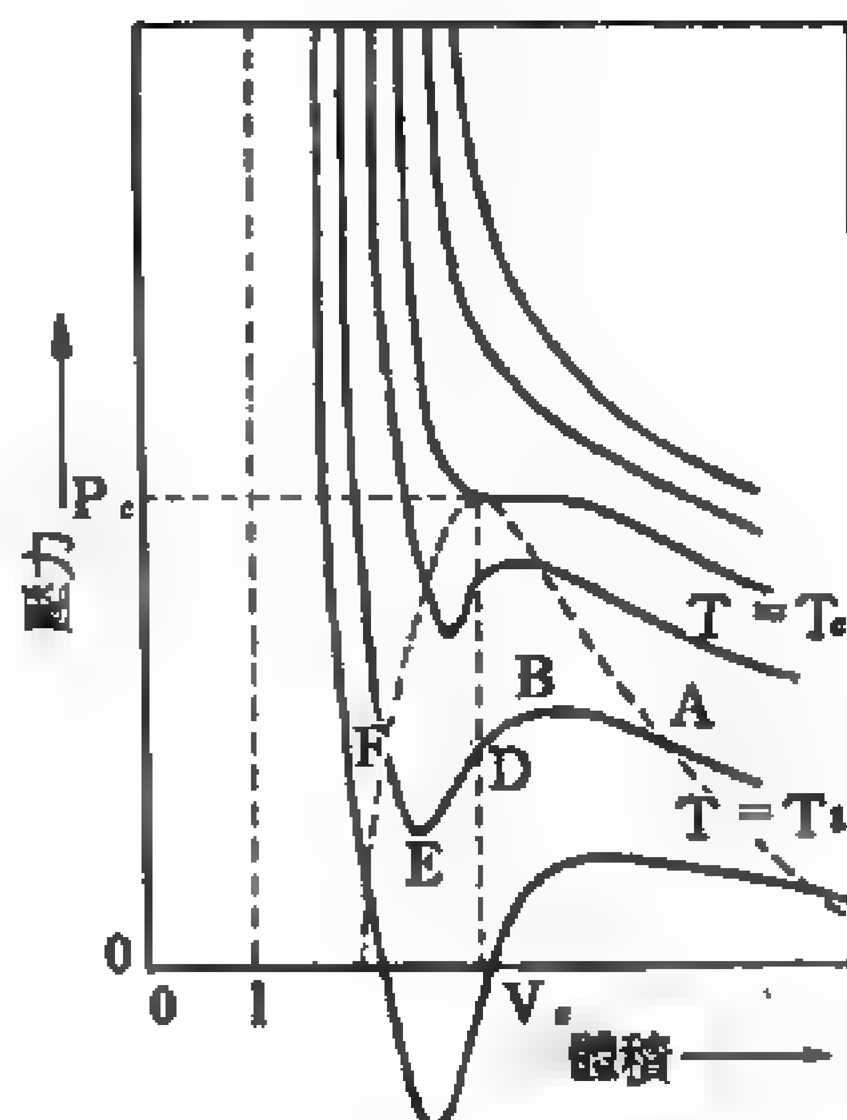


圖8—121

另一常見的為比提克、布里治曼方程式（*Beattic - Bridgman equation*）

$$P=\frac{RT(1-\varepsilon)}{v^2}(v+B)-\frac{A}{v^2}$$

$$A=A_0\left(1-\frac{a}{v}\right)\qquad B=B_0\left(1-\frac{b}{v}\right)\qquad \varepsilon=\frac{c}{vT^3}$$

a，b，c，A_0及B_0均為參數，可由實驗決定，由於未定係數多，故可廣泛地適用於三相點以上之狀態。

【物質】（Matter）

物質為構成宇宙間一切物體的實質。一般所稱物質是包含有質（*substance*）與能（*energy*）雙重意義在內，兩者具有不可分之關係。

凡物質皆具有其通性，即

1. 不可入性——凡物質必佔有空間，兩物質不可同時佔有同一空間。

2. 慣性——凡物質必皆有質量。

3. 多孔性——凡物質皆有孔隙存在。

4. 可壓縮性——凡物質受力皆可產生變形。

5. 不滅性——質能互變但總量不變。

6. 可分割性——凡物質皆可分割成細小微粒。

【物質三態】(Three phrases of matter)

影響我們的感覺的大塊物質，是一堆爲數非常多的原子或分子。概略言之，這些堆呈現三種物理狀態或相，稱爲氣體、液體和固體。

在氣體中，分子與分子之間的平均距離，比分子本身的大小要大得多；在正常壓力和溫度情況時，平均距離約爲 3×10^{-9} 米的數級，即分子大小的十倍。因此分子之間的作用力，要比使分子中的原子保持在一起的作用力弱得多，所以在氣體中各分子都保持它們的本質，同時要改變氣體所佔的體積也比較容易。氣體中的分子繼續在氣體所佔的全部空間內運動，這就能解釋爲什麽氣體容易擴散。舉例言之，若有二容器，分別盛有不同的兩種氣體 A 和 B，如圖 8－122，若將阻塞 K 打開，在甚短時間內，二種氣體在二容器內都已徹底相互混合。

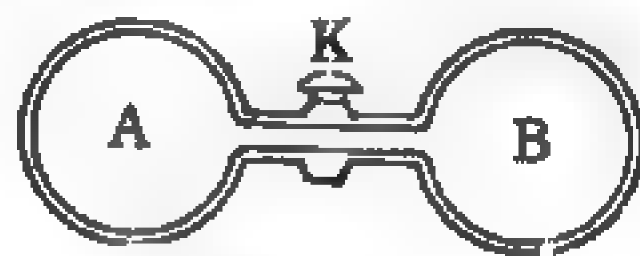


圖 8－122

然而在固體內，原子（或分子）密集，被電磁力保持大約在固定的位置，這些力與分子間的結合力的大小數級相同。所以只要物理狀況（例如壓力和溫度）變化不太大，則固體的體積和形狀保持不變。在固體中原子間（或分子間）的平均距離約爲 10^{-10} 米的數級，這與分子的大小相若。

在大多數固體中，原子（或分子）並不是以單獨個體存在；它們的性質受鄰近原子的影響而有所改變。原子或原子群有規則的排列是固體最重要的特徵之一，即固體的結構顯示規則性或週期性，構成所謂晶格（ *crystal lattice* ）。在若干固體中，組成晶格的基本單元就是分子本身。例如冰就是這種情形；冰的結構如圖 8－123 所示。在別的情

形中晶格是由離子組成，例如圖8－124的氯化鈉（*NaCl*）晶格和圖8－125的氯化銫（*CsCl*）晶格。在由一種原子所組成的固體中，晶格素（*lattice elements*）就是原子本身。圖8－126和圖8－127是鑽石和石墨的晶格。它們的基素是碳原子。

固體的物理性質與組成晶格單元的性質和幾何排列直接有關。

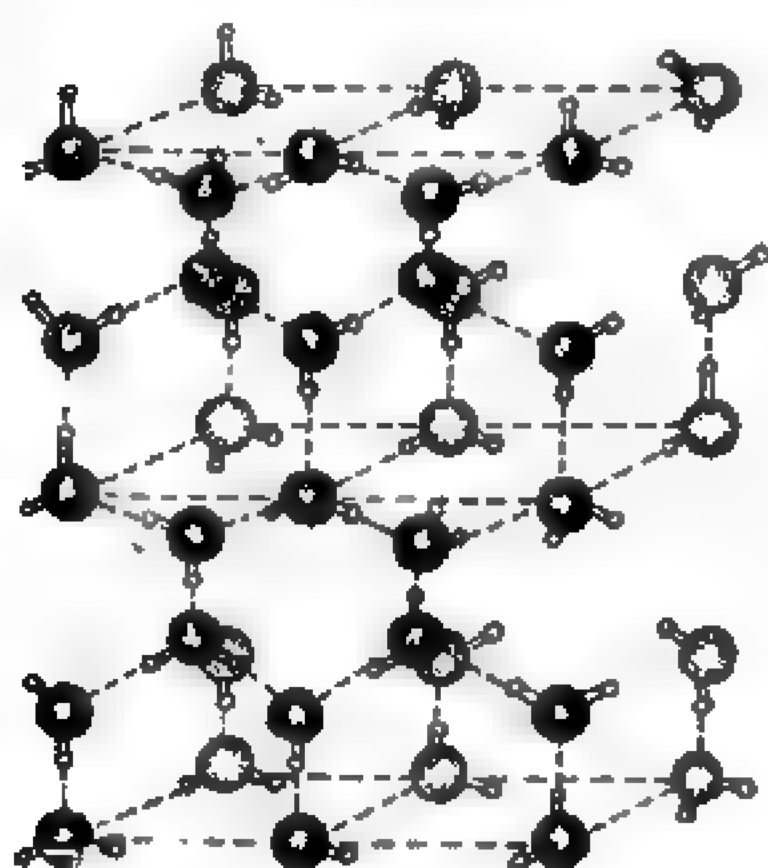


圖8－123

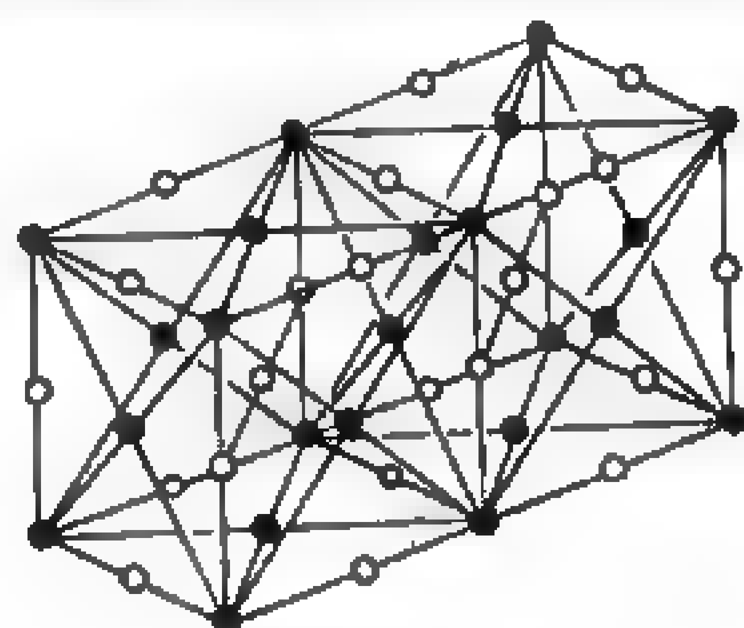


圖8－124

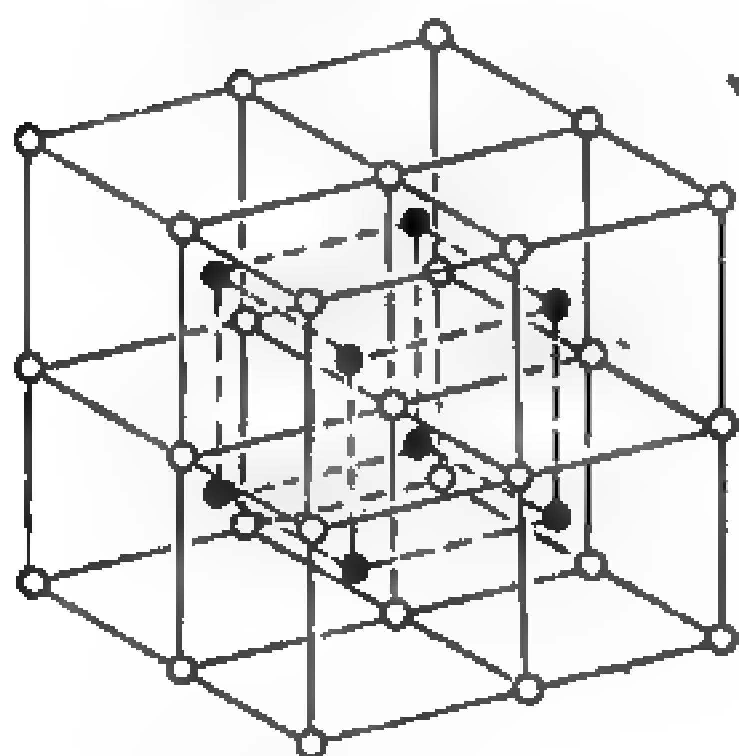


圖8－125

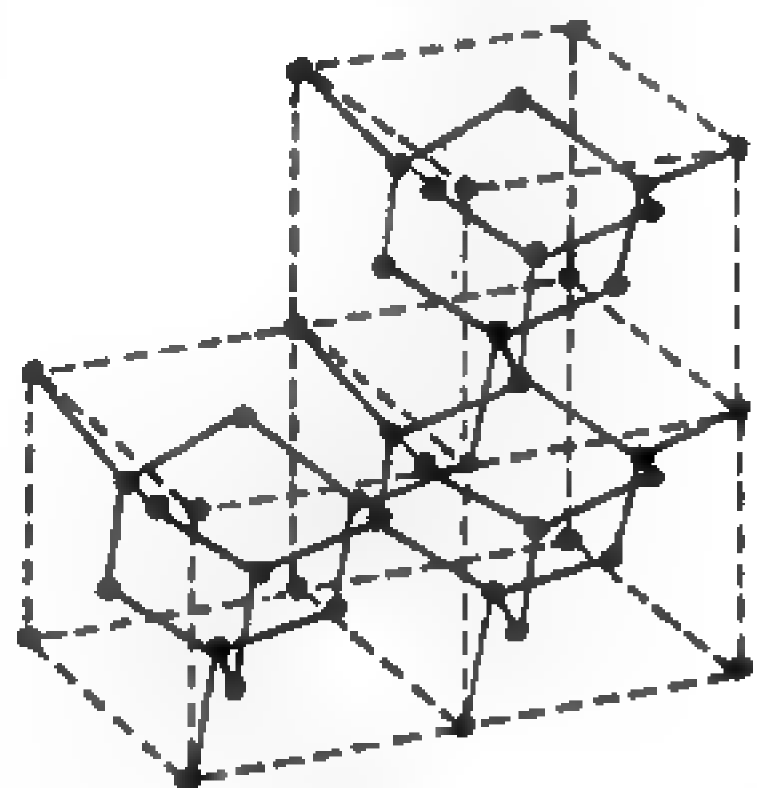


圖8－126

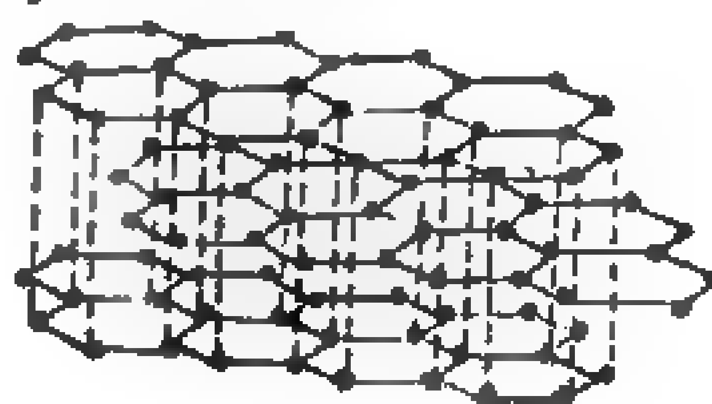


圖8－127

若干物質在我們的感覺上像是固體，但不陳示這種原子或分子的規則排列，例如玻璃就是這種情形。這類固體稱為非晶形（*amorphous*），它的物理性質與真正的固體大不相同。

液體的性質介於氣體與固體之間，液體中的分子之間的距離和分子本身的大小差不多，且分子間的連繫力相當強。因此液體有一定的體積，而且壓縮性很小。可是液體分子的活動性甚大，幾乎可以互相獨立地運動。因此液體本身沒有一定的形狀，而隨容器的形狀而定；它們的切應力很小，這項性質就稱爲流動性（*fluidity*）。同時液體的分子沒有固體晶格的規律性排列。可是已發現液體的分子，有規則地集成小團，其大小約爲幾個分子間隔的數級。每小團可以存在一小段時間，分子可不斷地分散後又再組成新的小團。

物理學家認爲還有另外一種物質狀態，稱爲離子體（*plasma*），乃是由氣態之正、負離子（或帶電粒子）的混合物組成。當氣體被加熱到高溫時，它就變爲離子體，宇宙中大多數的物質，尤其是高熱的星球，均呈離子體。但在地球上只能在實驗室中產生離子體。

【物質之分子模型】（Molecular model of matter）

物質的最小單位是分子的說法，早在希臘時代就有了。不過，爲了說明物質的變化，很科學地利用物質的分子模型來設想，是開始於一百年前。

在日常生活中，如果說水、酒精、食鹽等一切物質是細小粒子的集合體，的確令人難以相信。正如指磨得光而平的鐵的表面，說是凹凸不平一樣。

因此爲說明這些現象，就設想用一種分子模型表示，而其只要足夠說明事實的任何器具或設備均可使用，不過最低限度要適合事實的說明，同時易被學習者了解才可以。

【物質之浮或沉】（Float and sink of matter）

設物質的比重爲D，液體的比重爲d，則把該物質放入液體中，則

1. $D < d$時，物體即浮起。這是與物體同體積的液體的重量（浮力），比該物體的重量爲大的情形。

2. $D > d$時，物體會下沉。這是與物體同體積的液體的重量（浮力），比該物體的重量小時的情形。

3. $D = d$時，物體停在液體中。這是與物體同體積的液體的重量，和該物體的重量相等時的情形。

【物質之消滅】（Annihilation of matter）

物質能消滅爲現代物理學家新觀念，此觀念改變過去之物質不滅定律（*law of conservation of matter*）。

愛因斯坦著名方程式：$E = mc^2$中，E爲能，m爲物質，c爲光速。方程式主要意義，乃在指出物質能轉變爲能量。把這種觀念適用在太陽及恆星上，在太陽及恆星高溫之下，原子不斷地被分裂成質子、中子和電子，然後又結合成另一種原子；在此過程中，所失之質量即形成巨大之能。

【物質波】（Matter wave）

在十九世紀中物理學家力主光爲波動性，而忽略其質點性。直至本世紀由於光電效應（*photoelectric effect*）、康卜頓效應（*Compton effect*）、輻射場中之能量漲落，以及都卜勒（*Doppler*）效應等問題的研究，使科學家又重新考慮光之質點性。然而光之質點說並不能予干涉（*interference*）及繞射（*diffraction*）以圓滿的解釋。但自從X射線的繞射現象被發現之後，其他多種驚人的繞射現象更被陸續發現。1924 年法國科學家德布洛利（*Louis-Victor De Broglie*）提出二象性（*duality*），謂物質粒子有時亦可看爲一種波，三年後，德維生（*Clinton Joseph Davisson*）和革末（*Germer*）於偶然中證實了這項理論。當時他們正從事有關電子柱（*electron beam*）的反射實驗，無意中將一個鎳製的反射器加熱而形成晶體，當他們發現其反射現象有異時，即換以一塊純鎳晶體作實驗，因而發現了物質波的繞射現象。這實驗的設計與做X射線的繞射實驗非常類似，圖

8—128中，C為一陰極射線管，電子撞擊鎳結晶反射，我們以B收集散射角為θ之電子，由電流計可以計出其電子數多少。由這種裝置，我們能夠量得電子散射強度與角度的關係，德維生和革末使電子加速到54eV的能量，然後垂直地撞擊鎳結晶而得到了一個圖8—129的角度分佈，從這個分佈圖內，很明顯地可以看出，在50°角的地方一個尖端，這個尖端很顯然是由於物質波的相長干涉所造成的，這已證明的確有波的存在，在德維生－革末實驗以後許多關於電子的干涉，繞射實驗陸陸續續的被做出了，實驗的結果使德布洛利的假設得到了無可否認的證實。

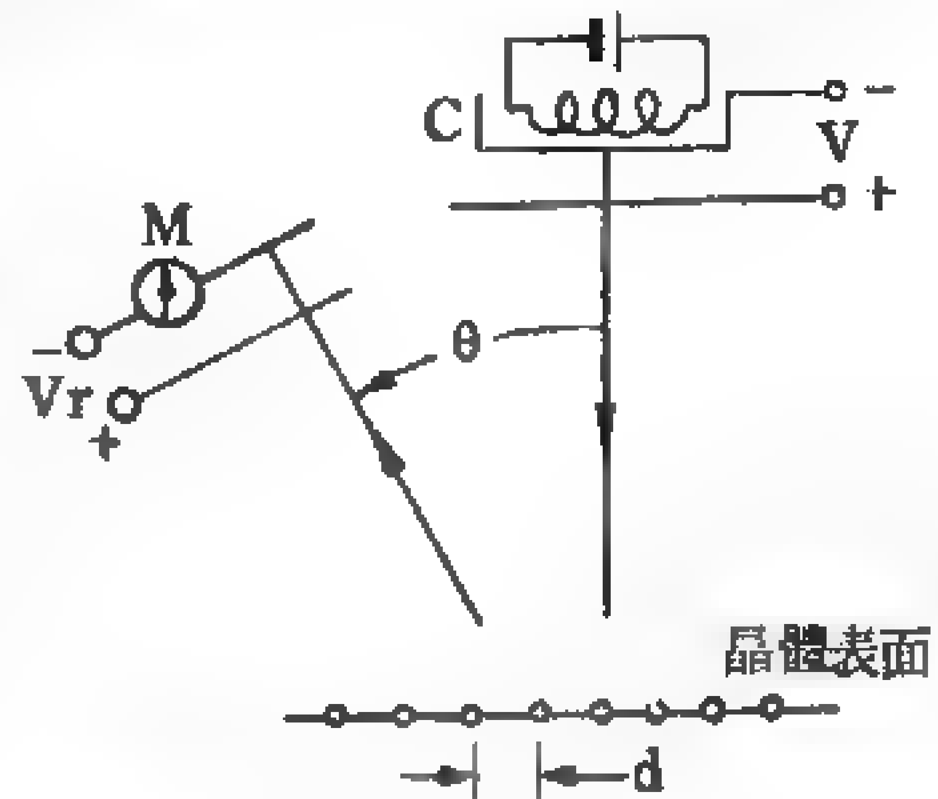


圖8—128
用晶體繞射來觀測電子的波動性。正上方爲電子發生源，左上方是偵測電子數的裝置。電子所經過之地方必須抽成眞空

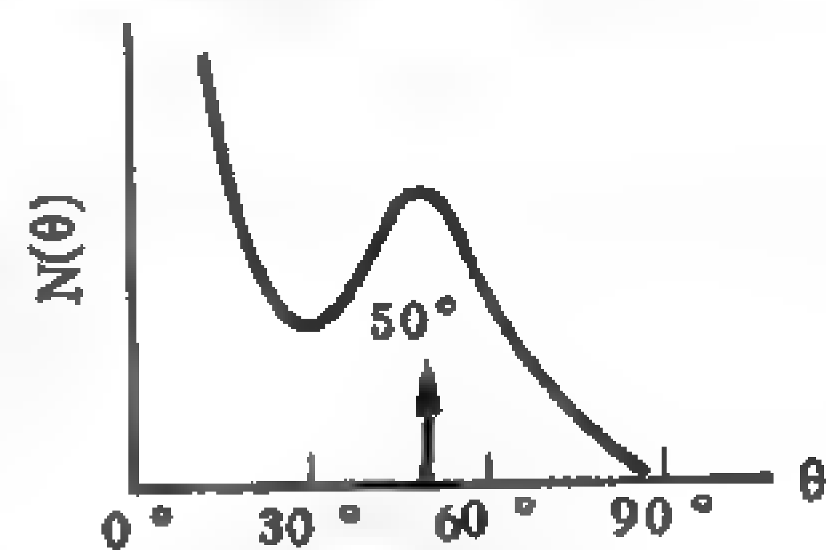


圖8—129
由鎳晶體所散射的電子角度分佈（V＝54電子伏特）。

德布洛利提出二象性之源起是

1. 十九世紀以來，科學家們大多力主光之波動性而忽視光之質點性，粒子的運動從未被人們發覺有波動的性質，可是這並非證明粒子就眞的沒有波動性質；事實上光在早些年代是被假設成粒子的，因爲當時人們也是看不出光有什麽波動性質，直到干涉、繞射被發現之後，人們才恍然大悟。由於光的波長太短了（就當時的測量來說），所以看不出波動性質。同樣的理由，如果物質波的波長更小的話，那麽，我們更不容易察覺出其波動性。

2. 光學分幾何光學（*Geometrical optics*）與波動光學（*Wave optics*），由下表可知光學與力學之間具有甚多相似的性質，

此等相似特性限於幾何光學與古典力學（*Classical mechanics*之間，幾何光學於是對應古典力學，但幾何光學並不能解釋一切光學現象，尤其對於光之干涉及繞射等現象，必得用具有廣義而能包括幾何光

力　　學	光　　學
依牛頓運動一定律質點作直線運動	依光線之思想光則作直進
動量　$p=mv$	光子動量　$p=\frac{h\nu}{c}=hk$
能量　$E=mc^2$	光子能量　$E=h\nu$
質量　$m=\frac{E}{c^2}$	光子質量　$m=\frac{h\nu}{c^2}=\frac{E}{c^2}$
最小作用量原理　$\delta\int mvds=0$	費瑪原理　$\delta\int\frac{1}{v}ds=0$

學的波動光學來解釋。由是可臆想古典力學在力學中非廣義者，力學上應有遠比古典力學爲完善且爲廣義的理論。由力學與光學間之相似性，吾人須在力學上建立對應波動光學之波動力學，用以討論原子世界之物理學。德布洛利於是假定素來以爲質點性之物質爲波動。

根據光量子說（*quantum theory*），光之頻率與能量以及波長與動量間之關係分別爲

$$E=h\nu \qquad (1)$$

$$p=\frac{h}{\lambda} \qquad (2)$$

顯然，光之波動與質點之二性質完全繫於此二式上。換言之，由於此二式之成立，顯示光有波動性之外，在另一方面，吾人尙須認爲它具有質點性。若德布洛利物質波說爲確實，則物質質點的能量E與頻率ν；其

動量 p 與波長 λ 間之關係，亦應為如（1）式及（2）式所示的。於是由（2）式可得德布洛利波或物質波之波長 λ

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

因動量 $p = mv$，故 $\lambda = \frac{h}{mv}$

在此處務須注意者，從物質之波動面討論問題時吾人不可再視物質為質點，應視之為連續體，即應視物質分佈於物質波所在的空間。從波動學的平面波（*plane wave*）公式，其平面波 ψ 可寫作

$$\psi = A\,e^{i2\pi(kr-\nu t)} = Ae^{i2\pi(xk_x+yk_y+zk_z-\nu t)}$$

此處若引入波數向量（*wave number vector*）$\vec{k}$，由（2）式則有

$$p_x = hk_x \qquad p_y = hk_y \qquad p_z = hk_z$$

又由 $E = h\nu$，可改寫平面波之公式為

$$\psi = Ae^{i\frac{2\pi}{h}(xp_x+yp_y+zp_z-Et)}$$

物質波之諸性質：先討論物質波之相速度（*phase velocity*）與群速度（*group velocity*）間之關係，其相速度 c'

$$c' = \frac{\nu}{k} = \frac{h\nu}{hk} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v}$$

因 $v < c$ 故德布洛利波之相速度較光速度為大，但此不足憂慮，因為相速度既不是信號移動的速度，也不是能量移動之速度，根本在實驗上測不出這樣的速度，故其較光速為大或為小乃無關重要。

由群速度之求法，其群速度為

$$g = \frac{d\nu}{dk} = \frac{d(h\nu)}{d(hk)} = \frac{dE}{dp} \qquad (3)$$

質點在力 $\vec{F}$ 作用之下位移 $\vec{ds}$ 時，其能量之變易 dE 係等於 $\vec{F}\cdot\vec{ds}$，又因

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

故 $$dE=\frac{d\vec{p}}{dt}\cdot d\vec{s}=d\vec{p}\cdot\frac{d\vec{s}}{dt}=\vec{v}\cdot d\vec{p}$$

由於$\vec{v}$之方向與$\vec{p}$者相同，則

$$dE=vdp$$

或 $$\frac{dE}{dp}=v$$

代入式(3)卽得

$$g=v$$

卽德布洛利波之群速度等於質點之速度。此乃一甚重要的關係。

物質波之頻率與波數向量成分間之關係。根據相對論，其動量與能量間的關係為

$$\frac{E^2}{c^2}=m_0{}^2c^2+p^2=m_0{}^2c^2+(p_x^2+p_y^2+p_z^2)$$

將$E=h\nu$及$p_x=hk_x$，$p_y=hk_y$，$p_z=hk_z$關係代入上式，卽得

$$\frac{\nu^2}{c^2}=\frac{m_0{}^2c^2}{h^2}+(k_x^2+k_y^2+k_z^2) \qquad (4)$$

若令 $$\frac{m_0c^2}{h}=\nu_0$$

可改寫(4)式為

$$\frac{\nu^2}{c^2}=\frac{\nu_0{}^2}{c^2}+(k_x^2+k_y^2+k_z^2) \qquad (5)$$

就靜止質量為零之質點言，因$\nu_0=0$，從(5)式，其頻率與波數向量成分間之關係為

$$\frac{\nu^2}{c^2}=k_x{}^2+k_y{}^2+k_z{}^2$$

至於論物質波之波長與氫狀原子之圓軌道間之關係，根據波爾(*Bohr*)氫狀原子之理論，其圓軌道須滿足下式：

$$mva = n\frac{h}{2\pi} \qquad 但 n = 1,2,3,\cdots\cdots$$

可改寫此條件爲

$$2\pi a = n\frac{h}{mv}$$

上式中之$\frac{h}{mv}$爲物質波之波長λ，故

$$2\pi a = n\lambda$$

即其假軌道之周長等於其物質波波長之整數倍。

在通常之運動中，由於一般物體之質量對原子而言，大得驚人，所以即使其速度不大，產生之動量仍屬驚人，如是由$\lambda = \frac{h}{p}$計算得之波長是非常之短，無法顯現其波動性質。故欲觀察其波動性質是一件不可能之事。例如質量爲 10^{-13}仟克之微生物以10^{-6}米／秒之極慢速率運動(相當於一天走10厘米)，其德布洛利波長爲 6×10^{-8} Å，與具有數百萬電子伏特能量之光子之波長相等，原子之大小約爲2 Å，與此波長相較，原子仍顯爲龐然大物。但物質波波長欲增長，則其動量必須相對減少，即必須同時減少物質之質量與速率。自然界較小之質量乃分子、原子、電子與原子核中之微粒，至於速率，因物質本身之熱激動事實上無法使運動減至最低速率。電子在原子中之運動速率約爲10^{6}米／秒，其動量約爲0.91×10^{-30}仟克$\times10^{6}$米／秒，其德布洛利波長約爲$\lambda = \frac{6.62\times10^{-34}}{10^{-24}} = 6.62\times10^{-10}$米(6.62 Å)，大於一原子之大小，此時原子對如此之電子，僅爲小障礙物，故隨如此電子而生之波極易藉原子發生繞射。

一具有少量動能之粒子(例如1電子伏特之慢速電子)於原子附近，或於原子內運動時，波動性質極爲重要。一動能爲100電子伏特之質子或中子之波長約爲3×10^{-12}米，與原子核之直徑(約10^{-14}米)相較很大，

故當中子自外接近原子核時，認原子核為小障礙物發生繞射，而顯示其波動性質。當中子之動能為千萬電子伏特時，其波長為 10^{14} 米與原子核大小相當。因此具此能量之中子恰好進入原子核中，為原子核之一部分。但當中子與質子在原子核中運動時，其波動性質仍極為重要。

當我們了解物質波的性質後，現在即可討論物質波波長的測定。若德布洛利當時未曾預測所謂的物質波的波長，他的建議也就不會受到重視。記得在 1680 年惠更斯（*Huygens*）提出光的波動學說時，因不能說出光的波長而未被一般人所接受，直到 1800 年楊格（*Young*）矯正此缺陷時，光的波動說始被接受。

設電子質量為 m，速度為 $\vec{v}$，電荷為 e，加速電壓為 V 伏特，則得

$$\frac{mv^2}{2}=\frac{eV}{300}$$

又物質波之波長 λ

$$\lambda=\frac{h}{mv}$$

由此二式消去 v，即得

$$\lambda=\sqrt{\frac{h^2}{me}}\sqrt{\frac{150}{V}}=\frac{6.6\times10^{-27}}{\sqrt{9\times10^{-28}\times4.8\times4.8\times10^{-10}}}\sqrt{\frac{150}{V}}$$

$$\doteqdot\sqrt{\frac{150}{V}}\cdot10^{8}\text{厘米}=\frac{12.25}{\sqrt{V}}\,\mathring{A}$$

V 若為150伏特，波長 λ 則為 $1\,\mathring{A}$ 程度。當電子速度甚大時，古典力學便不適用，而必須根據相對論估計其波長，根據計算，其波長近似為

$$\lambda\doteqdot\frac{12.25}{\sqrt{V}}(1\quad0.489\times10^{6}V)\,\mathring{A}$$

由此可知，物質波之波長甚短，與 X 射線波長相若。

【物質粒子之繞射】（Diffraction of material particles）

物質粒子如同光一樣，也有繞射的現象，只是繞射程度太微，非極

精密的儀器無法測出而已。

【物質場】(Matter field)

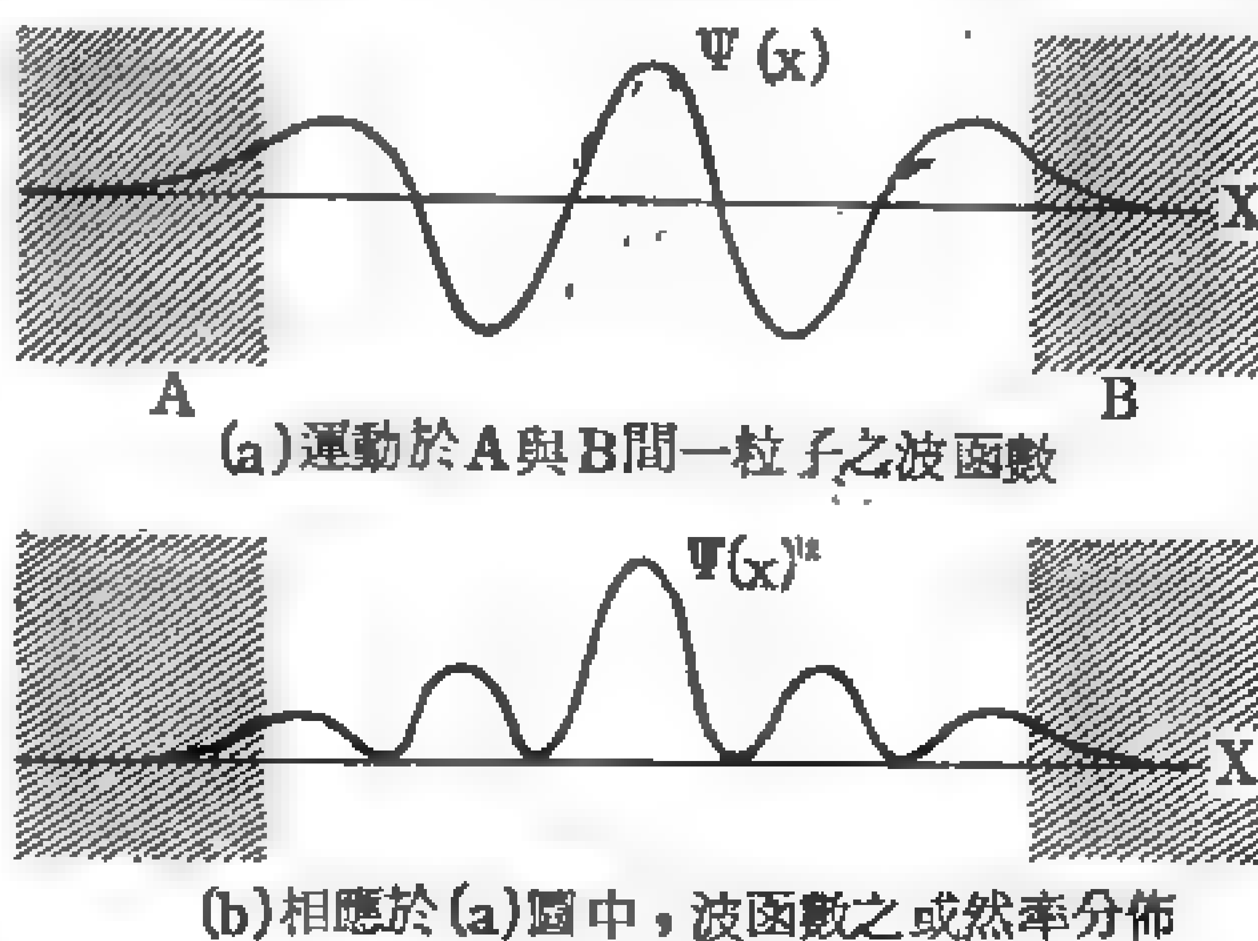
基本粒子的動力性質需求吾人以一物質場與每一粒子相結合，正如用相反的方式我們以一光子(它相當於一粒子)與每一電磁場相結合一樣，此物質場描述一粒子之動力條件，正如電磁場相應於具有精確的動量與能量的光子一樣。

【物質場強度】(Matter field strength)

我們知道，波動之強度與振幅(*amplitude*)之平方成正比，因此物質場強度係由 $|\Psi(x)|^2$ 表之，有時波函數 $\Psi(x)$ 係以複變函數表示，也就是含有 $i=\sqrt{-1}$ 的函數。一複變函數之共軛複數係以 $-i$ 代每一 i 而得者，以 Ψ^* 表示之，因此 $|\Psi(x)|^2\equiv\Psi^*(x)\Psi(x)$，就一實函數言，則 $\Psi=\Psi^*$。

其次，吾人應考慮什麼物理意義歸於物質場之強度，因物質場描述粒子之運動，故可以說：更有可能發現粒子的空間區域就是 $|\Psi(x)|^2$ 較大之處。

譬如，圖8-130(*a*)中所示者爲一粒子之波函數 $\Psi(x)$，而該粒子主要地被侷限於 A 與 B 間，注意在此區域外 $\Psi(x)$ 迅速地減少，當波函數在如是之區域中振盪時，則在此區域有希望發現粒子。由 $|\Psi(x)|^2$ 所定的物質場強度，在圖8—130(*b*)中示出。



(a)運動於A與B間一粒子之波函數

(b)相應於(a)圖中，波函數之或然率分佈

圖8—130

爲更具體起見吾人謂在環繞點 x 處間隔 dx 內，發現以波函數 $\Psi(x)$ 所描述之粒子之或然率爲

$|\Psi(x)|^2dx$。換言之在 x 處每單位長度內尋得粒子之或然率爲

$$P(x) = |\Psi(x)|^2$$

爲簡易起見，我們假定上述運動係在一維空間者，但一般情況，運動係在三維空間者，波函數（或物質場振幅）依據於三坐標 x，y，z〔即是 $\Psi(x,y,z)$〕，因此，$|\Psi(x,y,z)|^2dxdydz$ 爲在坐標 x，y，z 處一體積 $dxdydz$ 內發現粒子之或然率，或者 $P=|\Psi(x,y,z)|^2$ 爲在 x，y，z 處每單位體積內發現粒子之或然率，或或然率密度（*probability density*）。譬如，若就原子中一電子計算 Ψ 值，並給其 $|\Psi|^2$ 如圖 8—131 所示，圖中 N 爲原子核，黑暗程度正比於 $|\Psi|^2$ 之值，因此比較黑暗之環帶所代表的區域爲電子出現或然率最大之處。上面所述爲關於電子在原子之中位置問題，至於說到電子之精確軌道，由量子力學內的諸學說可知，是不可能測出的。

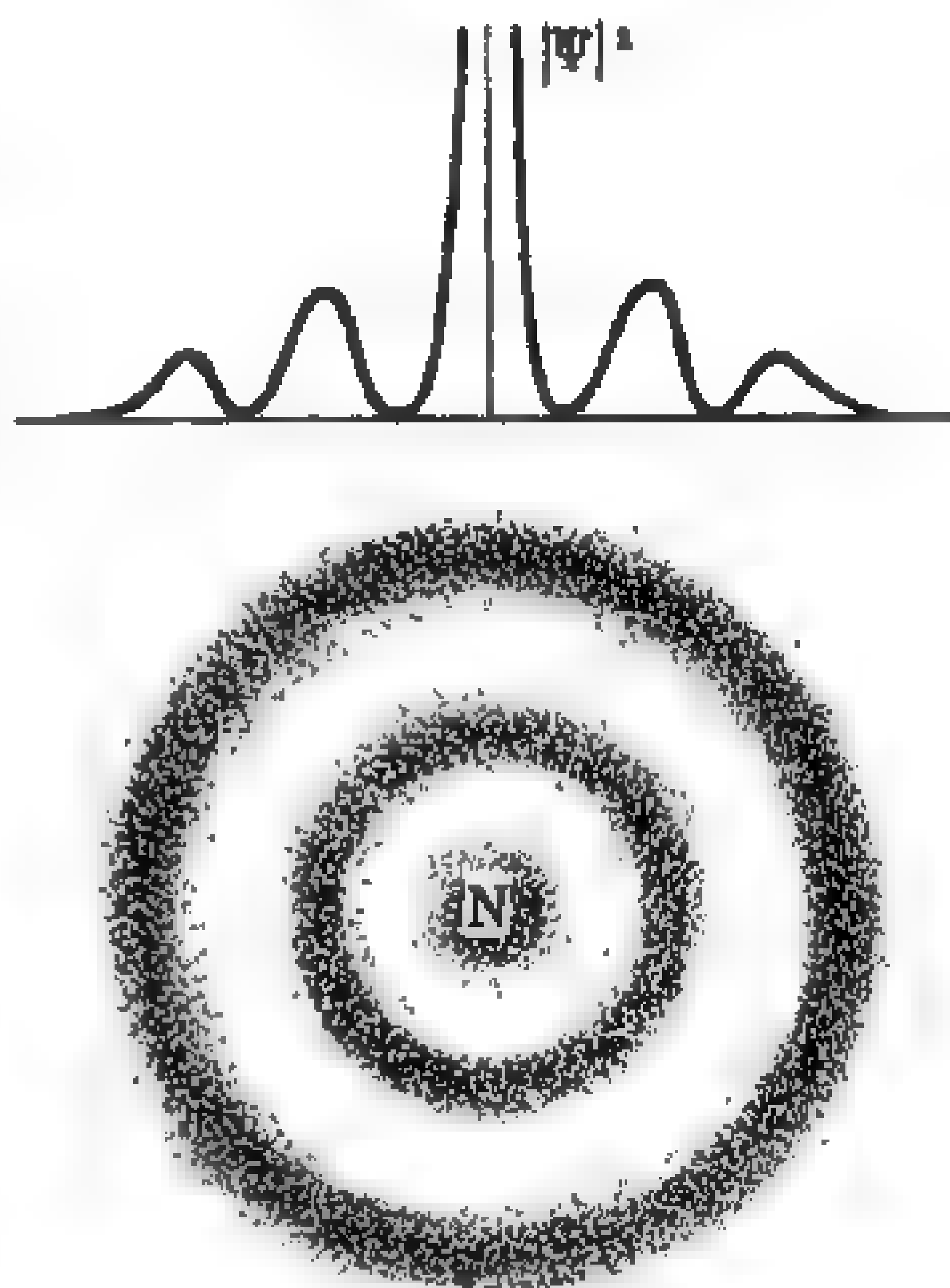


圖 8—131
一電子在原子中的或然率分佈

【物質體】(Matter in bulk)

是由一很大群數量的原子或分子所組成，有時候它對我們的感官有所影響。一般來說，這些組合體是以三種物態或相（*phases*）出現，即氣體、液體和固體，最近物理學家又發現一種新的物態即電漿。

【物鏡】（Objective）

望遠鏡或複顯微鏡中，最靠近物體的那個透鏡便叫做物鏡。

【物體】（Body）

凡佔有一定的空間，而且透過人類感覺器官而感覺到它的存在的客觀現實，叫做物體。即物質結合而成之團，指實物而言。例如玻璃構成的物體，如量杯、燒瓶、試管、漏斗和瓶等。

【物體之平衡】(Equilibrium of a body)

物體之運動有移動(*translation*)和轉動(*rotation*)兩種。移動由力之作用，轉動則由力矩(*moment of force*)之作用。若物體既無移動，又無轉動時，則所受之力和力矩之代數和，皆必爲零，而物體乃成平衡。

(1)在同一直線上二力平衡時，其大小相等而方向相反。作用於同一點之三力成平衡時，其中任二力之合力，必和第三力大小相等，方向相反。

(2)三平衡力作用於物體成平衡時，其中之一力，和其他二平行的合力，大小相等，方向相反，且同在一直線上。

(3)又如圖 8−132，米尺左邊W_1重力所生之力矩，恰等於右邊W_2重力所生之力矩；力矩之代數和爲零，故米尺不轉動而成平衡。

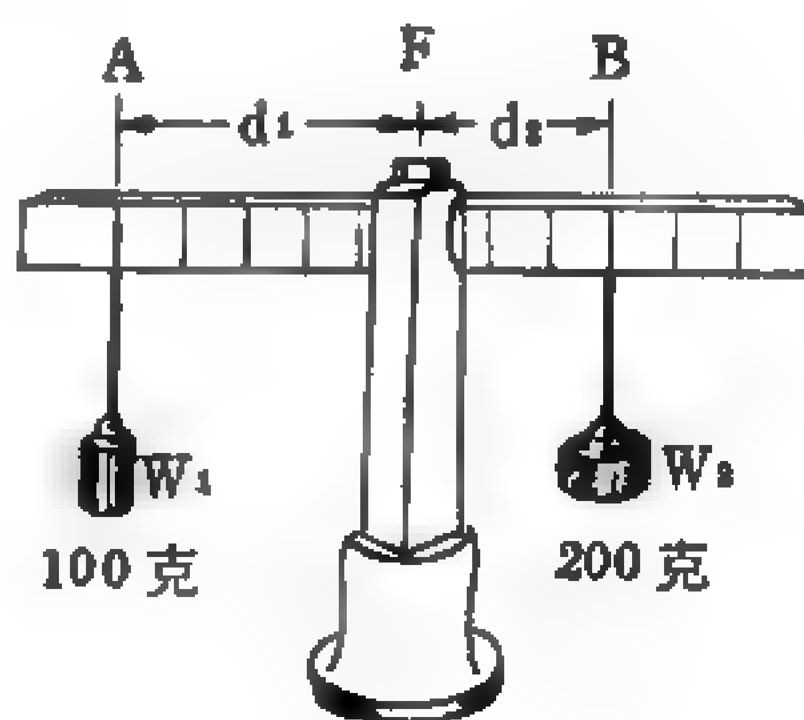


圖 8—132

總之，物體平衡之條件爲：數力之合力爲零，就不生移動；同時力矩亦爲零，就不生轉動。

【物體之色】(Colour of bodies)

光投射於物體上時，呈現透過(*transparent*)、吸收(*absorption*)及反射(*reflection*)等現象，太陽之白光，照於不透明物體之表面，其七色中之某種色被吸收，餘者反射而出，此反射之色，即爲物體之色。故物體之色，視照於其上之光之種類及本身所能反射之光爲何而定。

一張紙看上去之所以呈白色，乃因其反射所有的色光。故白紙在暗

室的紅燈下呈紅色，因爲此時只有紅色光照到白紙上，所以後者亦僅能反射紅光。同理，白紙在藍色的燈光下必呈藍色。反之，如一張紙或一朵花在白色日光中呈紅色，則稱此色爲該物體之天然色。這是由於物體表面吸收所有色光，僅將紅光反射所致。這種吸收的範圍並非總是如此廣泛的。一張綠色的床單，並不是除了綠色光以外，將其餘的所有色光吸收，而是還反射少許的紅光、黃光及藍光。不過這些被反射的各色光之混合，必將在我們眼睛裏引起一種不十分純粹的、或好像塗了一層油的綠色印象。我們周圍的物體如以白光照明(此白光包含所有光譜色)，則物體所現之色，卽物體表面反射光之色，其餘的光譜色則被物體表面所吸收。故如將一段綠色布料帶到有紅光照著的暗室裏，此布料就會呈黑色；因爲射於布料上的光線裏並未含有綠光。

由此可知：在我們周圍一切物體呈現之色莫不來自照明的光源；易言之，物體的色與照明之光線有關，且隨物體的表面對色光之反射或吸收之選擇而定。

【物體之提升係數】(Lift coefficient of body)

$$C_T=\frac{F}{(\frac{\rho}{2})v^2A}$$

其中物體所在的非黏性流體的密度爲ρ，流體速度爲v，F是流速對物體的所加的橫向力，A是物體的有效截面積。

【物體之穩度】(Stability of body)

如圖8—133所示，將物體略爲傾斜時，作用於重心(*centre of gravity*)的力，卽形成以O爲支點的力矩$\overrightarrow{OG}$。在圖8—133(a)的情形時，這力量就使物體恢復原狀，如圖8—133(b)的情形，使物體更傾斜時，這力量就變成要使物體傾倒的

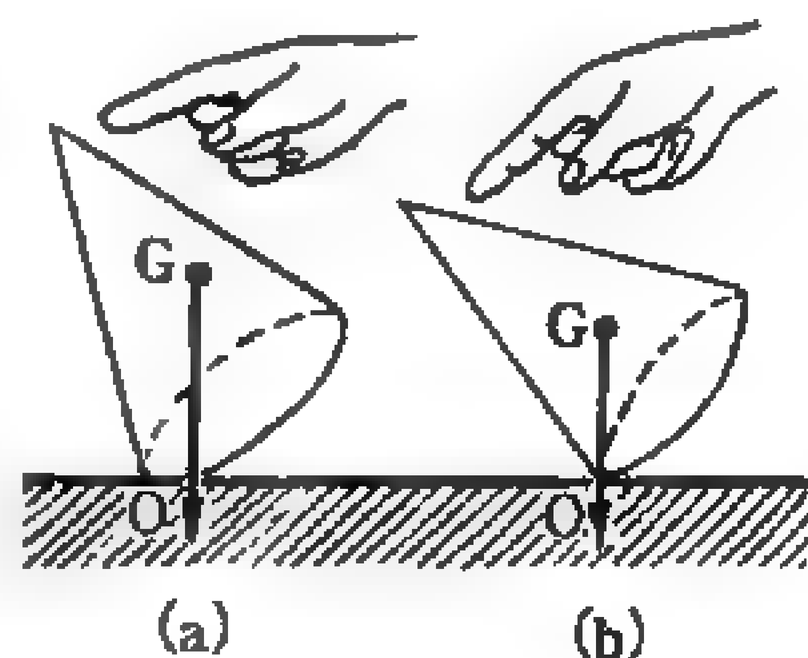


圖8－133

力矩，而使物體倒下去。這種傾倒難易的程度稱爲穩度。將物體傾斜時，通過重心的鉛直線如移出底面外時，力矩的方向即成爲推倒物體的力量。如要提高物體的穩度，可把重心降低，並增大底面的面積。愈重愈不容易倒而穩定。其原因是由於使重的物體傾斜時，要恢復原狀的力矩較大之關係。

【牧夫星座】(Boötes)

如圖8—134循大熊之尾或北斗之柄，依弧線而前行，所遇殷紅明星，是爲牧夫星座之α星。中文名爲大角。與吾人相距約四十光年。星之溫度雖低，但其直徑約當太陽之三百倍。故側身衆星之間，仍能光彩耀目。其西北爲獵犬星座，神話謂之爲牧夫所牽率之犬。



圖8—134

【狀態疊加原理】(Superposition principle of states)

量子力學中，狀態函數爲線性向量空間中的向量，線性空間的特性爲其向量的線性和，仍然是向量。設$\psi_1(\vec{r},t)$爲物理系統的一狀態，$\psi_2(\vec{r},t)$爲另一狀態，則

$$\psi(\vec{r},t)=\lambda_1\psi_1(\vec{r},t)+\lambda_2\psi_2(\vec{r},t)$$

亦爲系統的狀態，式中λ_1及λ_2爲常數。因此，狀態疊加原理是：設ψ_1，ψ_2，……，ψ_n爲薛丁格方程式的解，亦即爲此物理系統的狀態，則$\sum_{n=1}^{n}\lambda_n\psi_n$即爲薛丁格方程式的解，亦爲此系統的狀態。

以傅立葉分析的語言表達時，則是：設波函數爲平面波$e^{i\vec{P}_n\cdot\vec{x}}$的形

式，則各種波的疊加亦為波函數，成為

$$\int \Sigma a_n e^{i\vec{P}_n \cdot \vec{x}}$$

符號Σ是表示不連續波的相加，∫是表示連續波的積分。此疊加的波構成波束（*wave packet*），為薛丁格方程式的解，波束的擴展寬度，表示機率的分散情形，亦即不準量的大小。

所以疊加原理亦為量子力學之基本假設推廣而得的基本原理。

【瓩】（Kilowatt）

瓩是電力的單位，等於一仟瓦特或等於 1.34 馬力。

【直升機】（Helicopter）

直升機是飛機的一種，四百多年前由達芬奇所發明。它是一種旋轉翼的裝置，這裝置轉動直升機上部的一具三或四葉的螺旋槳，使提供了必須的升力。輕輕地移動葉片，使它們提供一邊的升力，大於另外一邊的升力，就可以控制直升機。例如使葉片向前傾斜，直升機便會向前運動。但假如葉片不傾斜，直升機就可在空中一動也不動地翱翔。

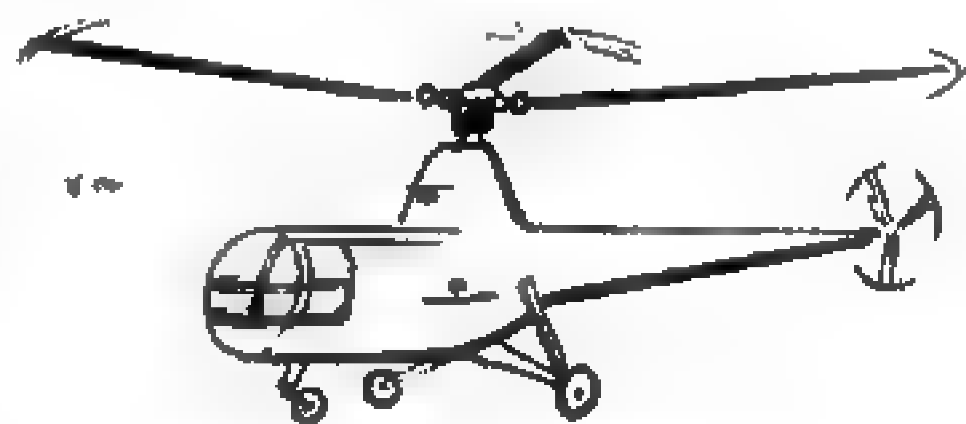


圖 8 — 135　直升機模型

直升機和一般飛機不同之處，是它既能向前也能向後，既可以向左也可以向右，它可以不要任何著陸設備而把旅客載入機內；只要它在地面上飛翔幾呎，旅客就可以攀登上去。而且起飛時根本不需要跑道。

【直立式天線】（Vertical antenna）

以一根直桿金屬棒代替一般收取電磁波的裝置，手提式收音機或電視機均屬此型。

【直角稜鏡】（Right angled prism）

稜鏡角為直角的稱為直角稜鏡。如圖 8 — 136，光線垂直射至其一

面，透入稜鏡後，達點O時，因全反射（*total reflection*）作用，即變更一直角方向而從另一面射出。潛水艇所用的潛望鏡，就是利用這個原理而製成，故在水底可窺見水面上的物體。

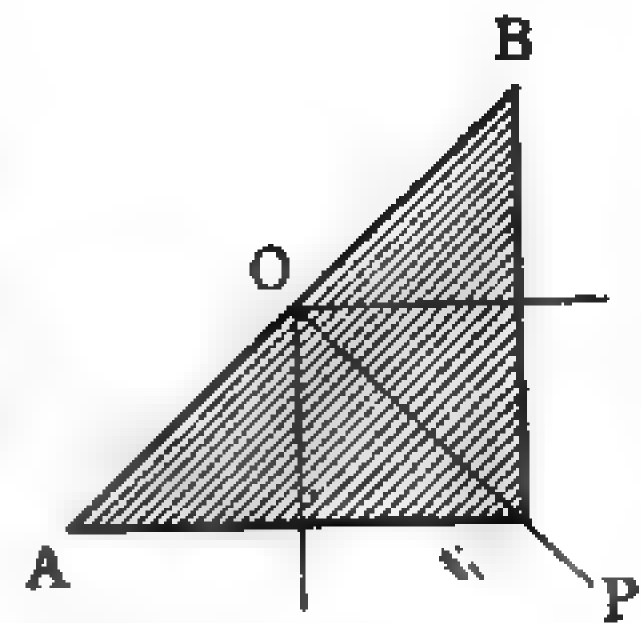


圖8—136

【直流】（Direct current；簡作D.C.）

單向性的穩定電流叫直流。直流又分如下二種：

1. 脈動直流（*pulsating current*）——振動的直流。

2. 連續直流（*continuous current*）——大小與方向皆一定的直流。

直流電可從直流發電機、蓄電池和各種整流器取得。一般需要控制快慢的電動機。例如各種電化冶金工業、電解銅和電解鋁的煉製、蓄電池充電等，均非用直流電不可。

直流與交流的差異

	直流	交流
電流的方向	不變	有規則的變
電流的大小	不變(脈流則會變)	有規則的變
在變壓器的作用	——	可以改變電壓
自感	無此現象	有此現象
線圈	容易通過	不容易通過
電解	可以	不可以

參閱"直流發電機(*Direct current generator*)"條。

【直流屏阻】（D.C. plate resistance）

是在電子管電路中，直流屏壓與直流屏流之比值。單位爲歐姆，該值代表電子管在未工作時的阻力。

【直流接收機】（D.C. receiver）

用直流電源供給之接收機，叫直流接收機。

【直流發電機】（Direct current generator）

此種發電機的構造，與交流發電機類同，惟轉動軸上的金屬環，改用整流器（*commutator*），可使電樞內的交流通至外方電路時，變成同一方向但強度並非全然不變的電流，叫做直流，即是直流發電機。通常蓄電池內灌電和電解所用的電流等，均用直流電。

直流發電機（如圖8－137），使用一個最簡單的整流器（是一個分成二段的金屬環），這兩個環間彼此絕緣的，各和電樞上線圈之一端連接。即*R*爲整流器，*B*爲金屬刷子，這兩金屬了爲簡單整流器之二個半環，每半環都跟金屬刷子接連，以便通外電路。當電軸轉動半週時，金屬刷子不斷接觸，再轉半週，又與其他接觸，故線圈上之電流方向變更時，金屬刷與所接觸的半環子同時變更，所以通往外電路之電流方向始終不變，即成直流。

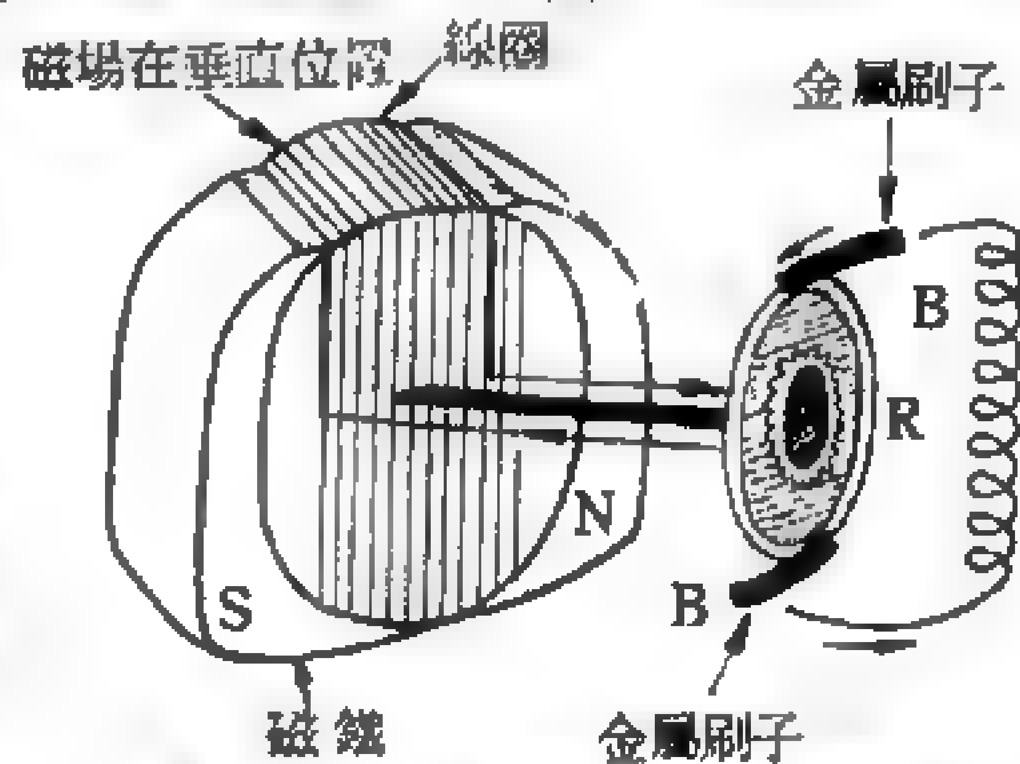


圖8－137　簡單的直流發電機

【直流電表】（Direct current meter）

測量直流電的儀器叫直流電表，種類甚多，如動圈式、熱絲式及熱偶式等。

【直流電阻】（Direct current resistance）

指電路上直流通過時，電子與電子或電子與原子碰撞所遇到的障礙力。

【直流電動機】（Direct current motor）

由直流引起動力的機械，在構造上與直流發電機完全相同。因磁場電路與電樞電路連結之方式不同，又分爲串繞、分繞及複繞電動機等四

匯。

把導線放在永久磁鐵的N極與S極之間，導線由遠方朝近方通以電流。如圖8—138。這時由正面看永久磁鐵的磁力線（實線），與由電流所引起的磁力線，則如圖8—139所示。

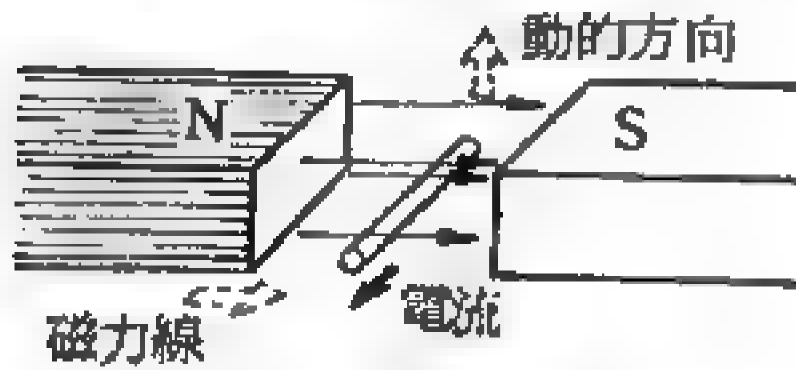


圖8—138

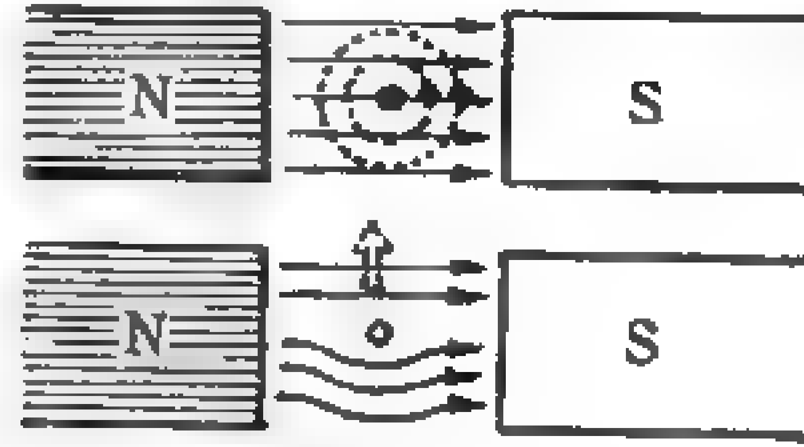


圖8—139

這兩種磁力線互相作用，使導線向上移動。如圖8—140，把左手大拇指、食指、中指三指頭作成互相垂直，中指指向電流方向，食指指向磁力線方向（N極向S極方向），則拇指的方向爲導線移動的方向。這種關係叫佛萊銘左手定則，如圖8—141把三個指頭由中指向拇指依次記住爲電、磁、力。

在兩磁極之間放一框形導線線圈，通以箭頭方向的直流電流時，由於P側與Q側電流方向不同，因此框子便要作左右旋轉。當導線通過箭頭所指方向的電流時，框上方即產生N極，下方產生S極。這種N極、S極與磁極的N極、S極相吸與相推斥的結果即引起右旋轉。

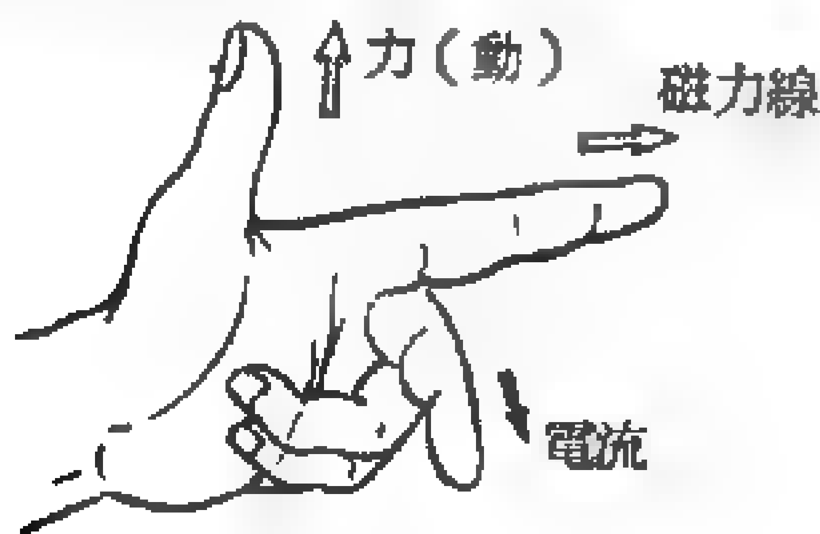


圖8—140

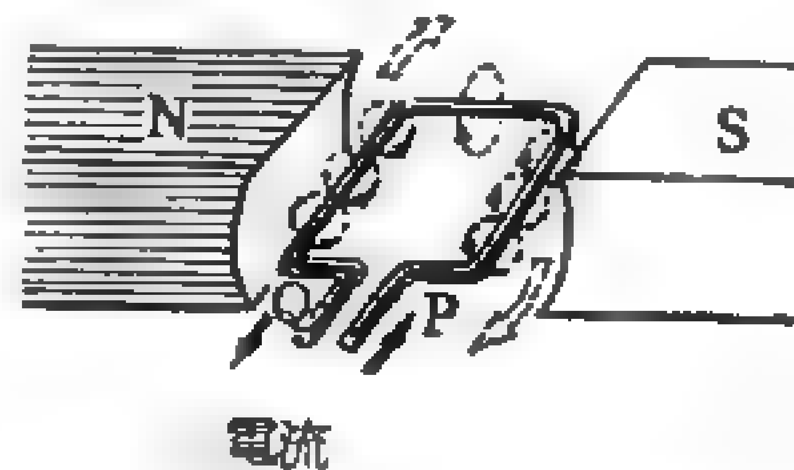


圖8—141　直流電動機的原理

直流電動機的構造如圖8—142，在固定的電磁鐵磁極間，裝有可以旋轉的線圈　當電流通過電動機時，電流由電刷→集電環（整流子）→電樞→集電環（整流子）→電刷依次流通。

當電樞在圖 8—143 的位置時，電樞的 *A* 端爲 *N* 極，*B* 端爲 *S* 極。由於同種類的磁極相推斥，所以會向箭頭所指方向旋轉。

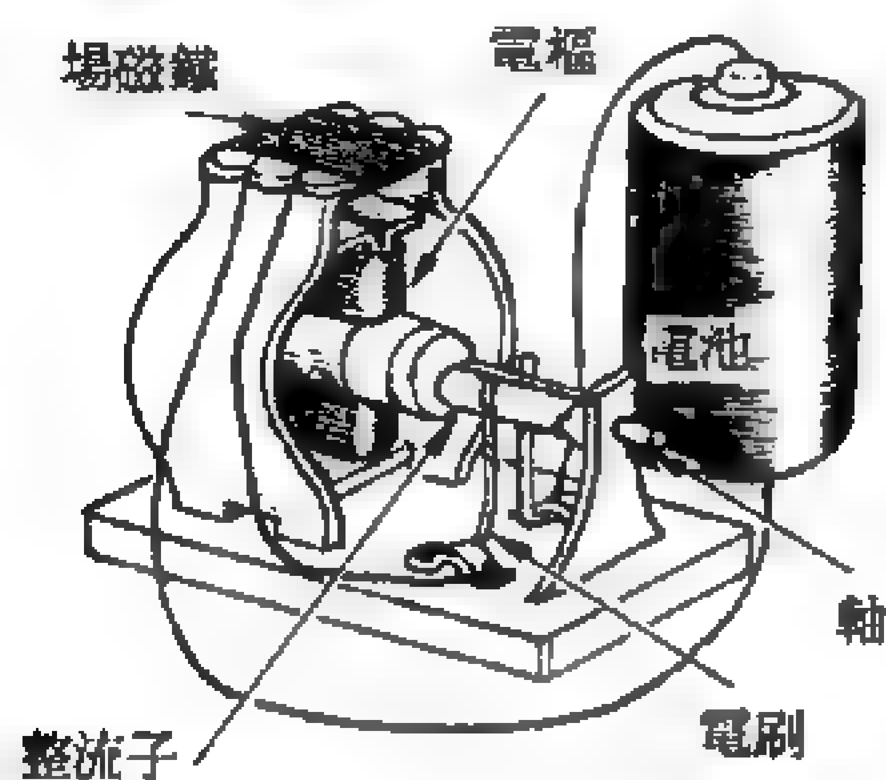


圖 8—142　直流電動機的構造（模型）

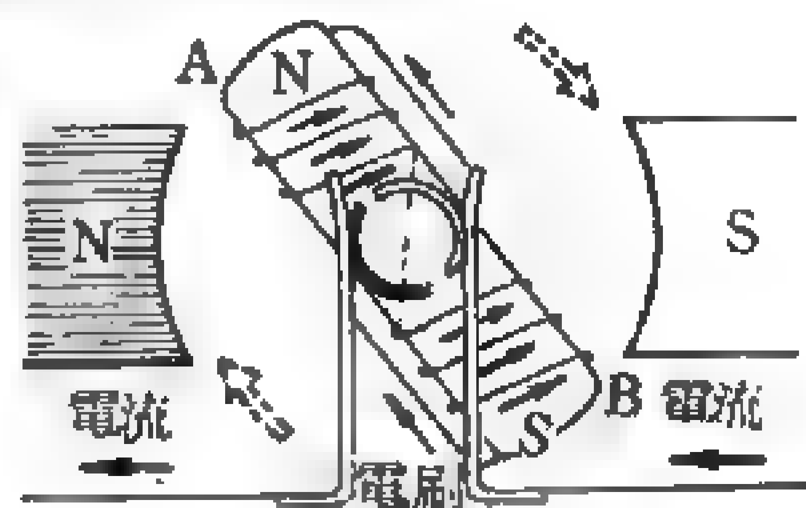


圖 8—143

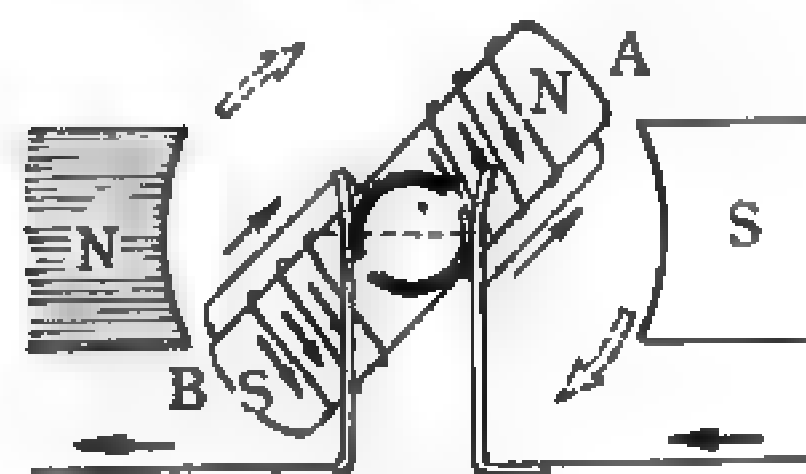


圖 8—144

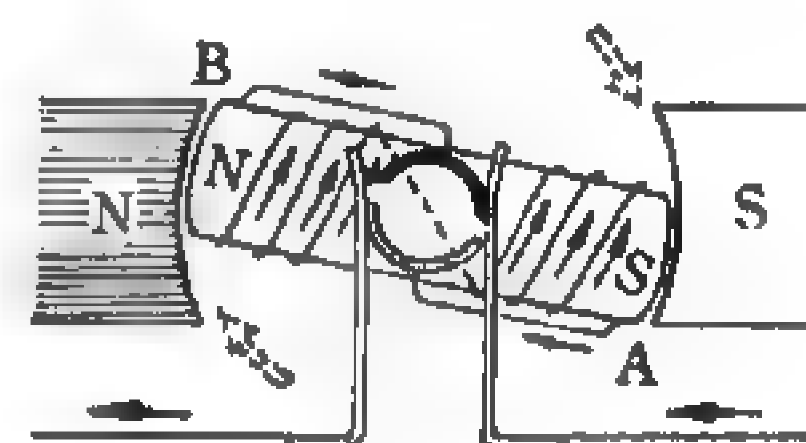


圖 8—145

當電樞轉到圖 8—144 的位置時，因異種的磁極互相吸引，所以，向箭頭方向繼續旋轉。當電樞在水平時，電樞本應會停止，可是由於慣性作用而變成圖 8—145 所示的位置。

這時，由於集電環的作用，通過電樞的電流方向便反過來。如此一來，*A* 端就變成 *S* 極，*B* 端變成 *N* 極，而與場磁鐵的 *N* 極、*S* 極推斥，繼續向同方向旋轉。

【直流電路】（D.C. circuit）

直流輸入之電路叫直流電路。



圖 8—146

【直流電源】（D.C. source）

如乾電池、蓄電池和整流器等的輸出電流方向永遠不變的電源。如圖 8—146 長線代表正極，短線代表負極（但有的書籍標法正相反）。

【直射波】（Direct wave）

指無線電波未經離化層或其他反射者。

【直接核反應】(Direct nuclear reaction)

是在靶核表面發生的瞬時過程。有三種類型：

1.剝裂(*stripping*)反應——在氘核中質子和中子連結較鬆(束合能僅爲 2.226 *MeV*)，當氘核靠近靶核時，一質子或一中子被靶核捕獲，使遺下之核子繼續其行程。剝裂反應的經過大致有下述的特性：在入射核中一粒子以一定的能量和軌道角動量運動，當它經過靶核附近時，那個粒子的運動恰似被靶核捕捉後之某一軌道運動。入射核則有動量改變，其量與被捕粒子所帶走者大小相等而方向相反。剝裂反應發射粒子的角分佈，在質心坐標系中沒有對稱性，總在射束方向顯示特別大的截面積。

2.拾取(*pick up*)反應——例如$^{39}K(p,d)^{38}K$，由於入射質子的影響，靶核內的一個中子脫離靶核而與入射質子束合在一起。拾取反應的理論和角分佈的性質與剝裂反應極相似。

3.擄出(*knock out*)反應——氘核本身進入靶核鉀 - 39(^{39}K)之內，與一質子相撞，而將質子擄出，這也是直接反應。

【直接循環反應器系統】(Direct-cycle reactor system)

一種核動力廠系統，在這種系統中，冷卻劑或熱傳導液體首先由反應器中流過，然後直接經過渦輪去做功，產生動力。

參閱"間接循環反應器系統(*Indirect-cycle reactor system*)"條。

【直接耦合】(Direct coupling)

二電路以電容器或磁感量線圈直接相交連者。

【直接耦合放大器】(Direct coupling amplifier)

兩放大級單憑一個負荷電阻器連絡，甚至負有阻隔直流的耦合電容器亦不用者。

【直接耦合放大器電路】(Direct coupling amplifier circuit)

在直接耦合放大器電路，第一級的屏極直接與第二級的控制柵相連接，兩級放大器之間沒有耦合電容器、變壓器或其他耦合另件存在，如圖 8 — 147 。因此第一級的屏極直流電壓及輸出信號電壓，均可直接到達第二級的控制柵上。很顯然的，這種耦合方式產生了一些麻煩，因爲第一級的屏極作用電壓大於其陰極的電壓，第二級的控制柵電壓又必須小於其陰極的電壓，因此必須採用一特殊的分壓器，使放大器能得到適當的作用電壓。圖 8 — 147 爲一簡單的直接耦合放大器電路，此電路通稱爲羅福丁、懷特電路（*Loftin-White circuit*）。

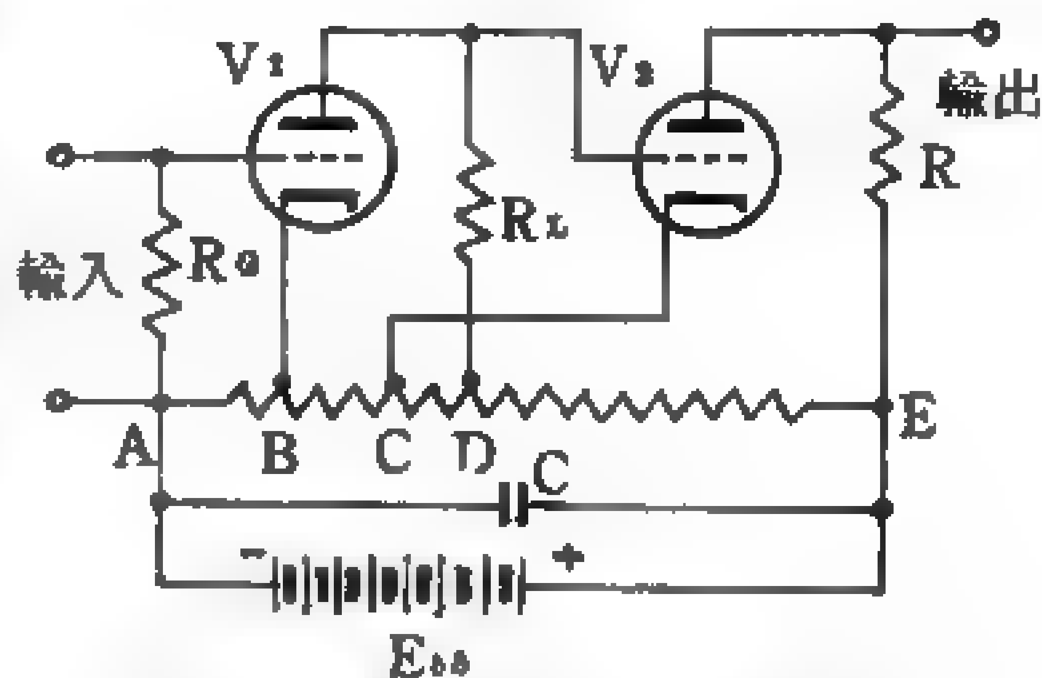


圖 8 — 147
羅福丁、懷特直接耦合放大器電路

放大器所需的適當直流電壓，是由跨接在一直流電池（E_{bb}）上的分壓器 $A-B-C-D-E$ 所提供。分壓器的最高正電壓點（E）藉第二級放大器的屏極負載電阻（R）與其屏極相連。第一級放大器的屏極作用電壓，是經其屏極負載電阻（R_L）與分壓器的次高正電壓點（D）相連而得。從第一級屏極送出的輸出信號電壓，經直接耦合加在第二級的控制柵上，因此第二級控制柵電壓就是第一級的屏極電壓（包含直流作用電壓及信號電壓兩者在內）。然而第二級的電子管（V_2）陰極則接在分壓器的 C 點，C 點的電壓比第一級屏極作用電壓及第二級控制柵電壓都高，這是由於第一級的屏極與第二級的控制柵共同接在一個很大的電阻（R_L）上，經此電阻產生電壓降後，使 D 點送到兩極的電壓反而較 C 點爲低。事實上，第二級的陰極電壓較其控制柵電壓高，所以仍有偏壓存在。最後，第一級電子管（V_1）的陰極接在 B 點，控制柵電路接在 A 點，由於 A 點的電壓低於 B 點，所以能保證第一級放大器有偏壓存在。

從圖 8 — 147 看分壓器的構造，似乎很簡單，但在實際設計及調節

適當的 B 、C 、D 三點位置時，則非常的困難，因爲在設計及調節位置時，所有流經分壓器的信號電流及靜態直流電流均需考慮在內，方可得到良好的效果。當放大電路的直流電源電壓調節好後（在分壓器上找到 B 、C 、D 三點的適當位置後），放大器的頻率響應非常的平穩，頻率範圍可由直流（頻率爲零）到聲頻以上。直接耦合式放大器，對於放大低頻率信號特別適宜，因爲所用耦合另件的阻抗，幾乎與頻率的變化無關。再者，此電路的響應是即時的，因爲電路中未用電容器，而極間電容太小可忽略不計，所以其時間常數（ *time constant*）是零。直接耦合放大電路對脈衝信號（ *pulse signal* ）的放大，也是極有用的。

【直照】（ Direct lighting ）

僅利用光源直接發出的光之照明法。雖比間接照明法明亮，其缺點爲易使眼睛疲倦，會形成濃黑影子。

【直線波】（ Straight line wave ）

直線波有二種意義：

1.即視線波，此種電波幾乎在發射機與接收機間以直線進行。其路徑並非完全直線，這是由於地球大氣的影響，會發生折射及彎曲的現象。所以直線波所行進的距離較光學所謂的視線路徑還要遠些。關於無線電波水平距離的遠近，與發射天線及接收天線的高低有關。

頻率越高，電波的行進路徑就越直，直線波也就越重要。約在 30 兆赫以上的特高頻率，就開始成爲直的視線傳輸。調頻及電視信號同時利用直線波及地面反射波，到達傳播的目的。在超高頻率，完全藉直線波予以傳輸。如雷達、微波中斷站、導航以及其他很多利用特高頻率及超高頻率的頻帶，也就完全靠直線波的傳播。

2.凡用繩索所造成的波，都是沿著繩索的方向而直線傳播的。這一類的波，我們亦稱之爲直線波。因此，凡由一連串懸掛著的普通擺或彈性擺由於耦合作用而造成的波，亦屬於直線波。

【直線波之反射】（Reflection of straight line wave）

繩波最適宜於說明直線波反射定律之發現，蓋沿著繩子傳播的波之起伏（波峯與波谷）又會從繩子末端折回，也就是說從末端反射回來。下面我們分做兩種情形加以說明：

1.繩索造成反射作用的那一端固定於堅固的牆壁，使繩子在遠離牆壁之一端發生起伏，也就是發生一位移。此一起伏遂在繩子上向左傳播前進，及至到達牆壁以後，再由該處向右折回，只不過原來的波峯現在變為波谷而已，反之亦然。所以在堅固牆壁處發生之反射作用，由於介質較密之故，遂使振動狀況倒轉過來，如圖8－148。這種情形就跟一個拋向牆壁的球被彈回來一樣，僅後者服從彈性碰撞定律而已。

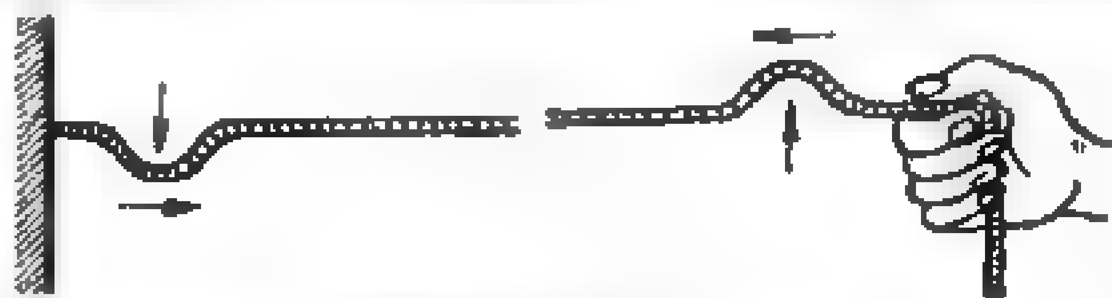


圖8－148
較密介質（堅固牆壁）上繩波之反射
（波峯變成波谷折回；損失半個波長。）



圖8－149
較疏介質（細線f）上繩波之反射（波峯仍以波峯折回，波谷仍以波谷折回。）

2.牆壁與繩索之末端間另外接有一根細線時，繩子上因橫向衝擊而引起之起伏也同樣會由該繩之一端（亦即由繩子和細線f之分界處）折回；但這一次卻保持其振動狀況而不變。繩子的另一端如果是完全自由的，譬如一根掛在空中的繩子的下端，也是會發生此種形式的反射的。這種反射，我們稱之為較疏介質上的反射，如圖8－149。

只要我們不忘記一個波峯或一個波谷是代表半個波長時，則我們也可以把有關較密介質上（堅固牆壁上）和較疏介質上的反射情形述之如下：

波在較密介質上反射時，勢須損失半個波長；在較疏介質上則並無此項損失發生。

【直線波長】（Straight line wave length）

電容器動片組轉動時，諧振電路之波長改變，直接與轉動角度成正比例。

【直線性】(Linearity)

每場畫像光點的分佈情況。

【直線性光電發像管】(Orthicon; Orthicon oscope)

靈敏的電視發射管，能夠將光照微弱的物體發送出去。這種發射管的靈敏度，比光電發像高出百倍以上，比電影用的攝影機更爲靈敏。

【直線性檢波】(Linear detection)

係應用電子管之特性曲線直線部分而作檢波，以減少失眞程度及干擾(天電)之患，以增高檢波之輸出效率。

【直線度控制】(Linearity control)

藉控制掃描光跡間隔速度以改變光點的分佈情況。

【直線型加速器】(Linear accelerator)

使帶電粒子(通常是電子或質子)在一條或一組長而直的管子內，從振盪電磁場獲得能量而加速之裝置，1931 年美國物理學家史洛安(*D·H·Sloan*)、勞倫斯(*E·O.Lawrence*)首先發展成功。通常直線型加速器用來加速質子、重氫子和電子等。

直線型加速器如圖 8—150 和廻旋加速器一樣，也是多次加速的，帶電粒子經多次加速，可達到很高的能量。廻旋加速器利用磁場彎曲粒子的路線，使粒子重複經過一固定電極許多次，不斷地加速；直線型加速器利用許多電極並排在一直線上，荷電粒子經過每一對電

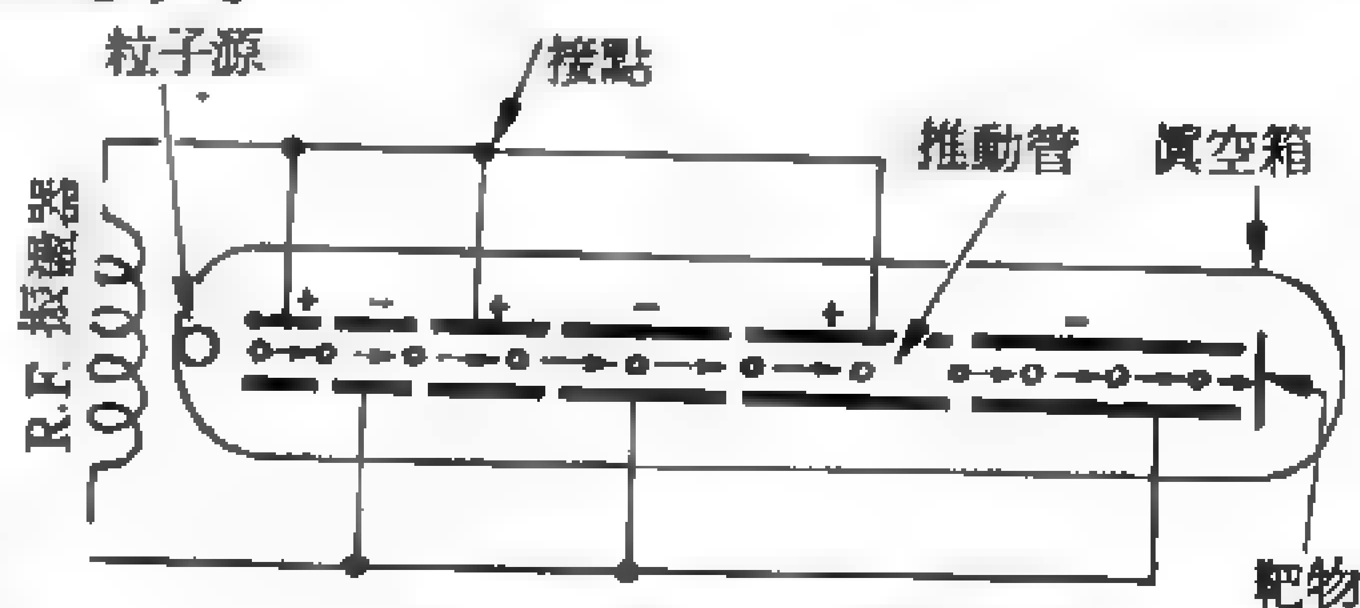


圖8—150　直線型加速器

當粒子的速度增加時，兩個加速夾縫間分開的大小，即所加電場每半循環時粒子所走的路徑，也隨著增加。在每一瞬時，每鄰近的電極都帶有相反的電位它們是每半循環反轉一次。

極即得加速一次，這樣，粒子依直線的路線，經過許多對的電極後，即得很大的能量。因每次加速的能量不大，要得很大的能量必須用相當多的電極，故此加速器的長度常在一百呎以上。

維科斯勒（*V.Veksler*）與麥克米蘭（*E. McMillan*）二氏幾乎同時分別地首先發現一種效應，使直線型加速器及其他類型加速器產生強度足夠之粒子束以滿足研究的需要，此效應即使粒子與電位之振盪保持同相之相位穩定性原理（*principle of phase stability*）。圖8—151所示爲電位與時間之變化，操作時，於合適相位下的粒子於在時間爲 t_0 時抵達加速間隙。若粒子能量較小，則須較長時間通過加速管，而抵達間隙的時間延遲（即 t_2），此時因電位更高，粒子所受加速更大，使速度過大，發生過相（*more in phase*）現象，若粒子之能量太大則抵達間隙之時間（t_1）過早，受到加速較小，也同樣會發生過相現象；此種離子之聚集不僅使離子於加速時保持同相位，同時也減去能量在粒子束間之散失。

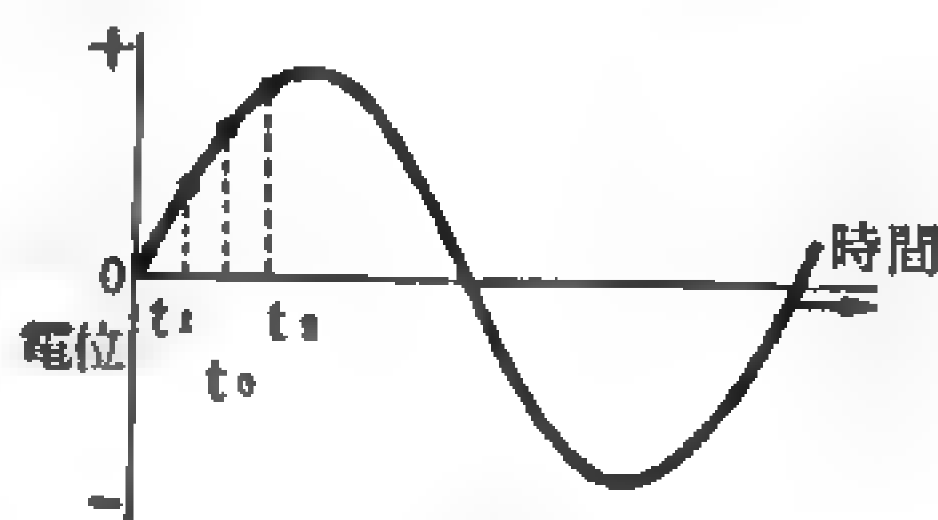


圖8—151
加速的電位因時間而改變；粒子在時間 t_1 與 t_2 之間抵達加速管間隙，證明相位穩定性原理

直線型加速器有許多很重要的優點。其中最重要的是很容易地把粒子從一端引入而在另外一端引出。此外直線型加速器所放出粒子束之能量及粒子密度，都較磁性加速器所放出者爲優。

質子及電子直線加速器已被建來做研究的工具，同時，也可用在大型同步加速器中，作預先加速之用。

如果想要製造能量高於10 *BeV*的高能電子，直線加速器似乎是僅有的一種。因爲直線加速器沒有像圓形的電子同步加速器那種因向心加速度而導致有輻射損失的缺點和麻煩。

參閱“加速器（*Accelerator*）”條。

【直線電容】(Straight line capacitance)

電容器動片組轉動時，容量的改變直接與轉動的角度成正比例。

【直線運動】(Rectilinear motion)

沿一直線前進的運動。速率變快變慢或以某一點爲中心作往復運動，只要是沿一直線而運動，即叫直線運動。

【直線頻率】(Straight line frequency)

電容器動片轉動時，諧振電路之頻率改變，直接與轉動角度成正比例。

【直線導電體之磁場】(Magnetic field of a linear conduct)

我們知道在一條通電導線的周圍有種種磁效應作用於一磁針上。因此，該導線必爲一磁場所包圍。爲要觀察此磁場的結構起見，我們在此

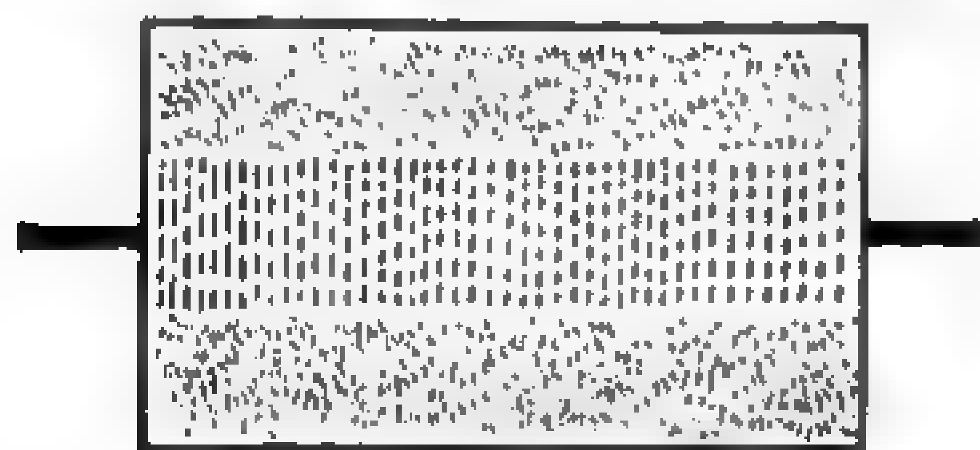


圖 8 — 152
磁力線與導體垂直

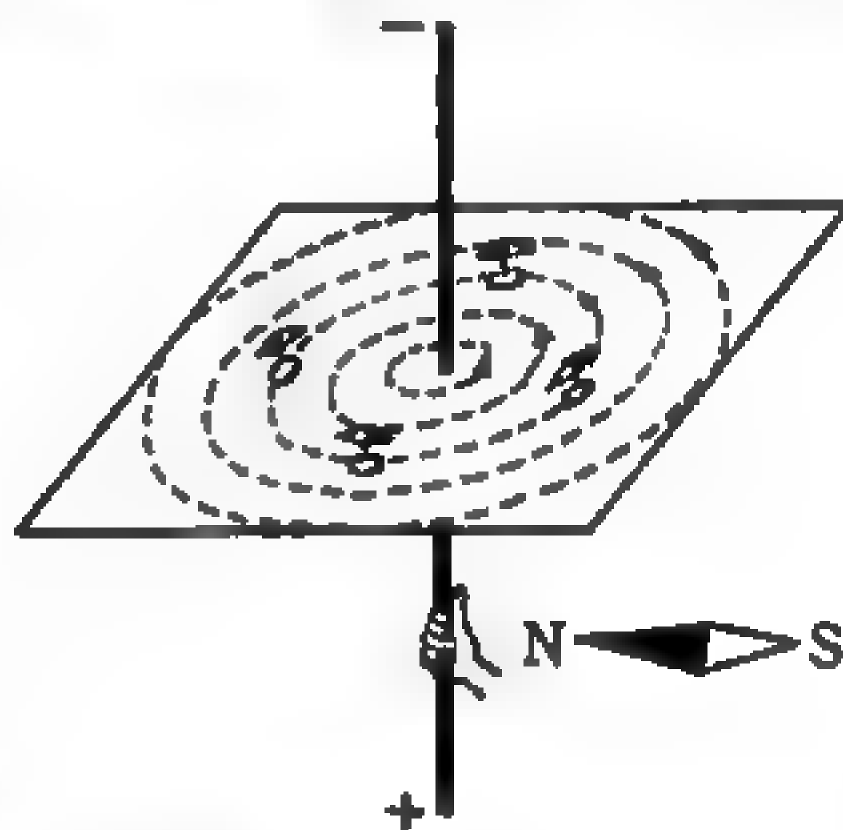


圖 8 — 153
直線導體的磁場磁力線在一與導線垂直的平面上排成同心圓。右手定則：以右手掌握導線，使拇指指向負極，則其餘各指所指者，即爲磁力線的方向

通電的水平導線上放上一張紙，並在其上撒佈鐵屑。輕輕的敲擊以後，便得如圖 8 — 152 所示的磁力線，此時鐵屑變成了一根一根的短線以垂直的方向排列於導線的上方。根據此種排列的情形，不難推想到磁力線乃在垂直於該導線的平面上進行。爲著證實這一點起見，我們可事先使該導線通過一塊薄紙板，將之張緊後直豎起來。接著便在此紙板上撒佈鐵屑如圖 8 — 153。

最後將導線的兩端與一蓄電池的兩極連接起來。如果導線上端係與負極連接，則鐵屑在輕輕敲擊以後，便會排列成許多個以導線爲圓心的圓圈。故磁力線爲封閉的曲線。就整體看來，磁力線係在以導線爲共同軸的圓筒表面上進行。

爲確定此等磁力線的方向，可將一個小磁針放在一塊薄紙板上，並使後者繞著導線作圓周運動，即見磁針均會取得圖8—153所示之位置。由紙板的上方觀察，可見此種標誌乃表示磁力線係循取反時針方向而進行者。反之，若將導線的上端與蓄電池的正極連結起來，則磁力線的方向亦完全逆轉，即由上方觀察時，可見其循取順時針方向而進行。

在實用方面，決定磁力線的方向尚有一種簡單的記憶法則：即用右手掌握導線，使拇指指向電流方向，則其餘指尖所指者，便是磁力線的方向。

設　I = 直導線上通過的電流強度

　　d = 某點與導線的距離

則磁場強度　$B = \dfrac{\mu_0}{2\pi}\dfrac{I}{d}$

【直熱式繞極】(Direct heated cathode)

指燈絲陰極發熱與放射電子都是由燈絲負責者。

【矽】(Silicon)

用於晶體檢波器的矽（晶體）。是用人工方法獲得的，即先將砂與金屬鎂一起加熱鍛鍊，然後溶於熔化的鋅內，再經過鹽酸處理。矽能與許多種金屬組成接觸偶而工作。矽-鋼偶與矽-銅偶具有很良好的靈敏度和穩定性，適用於最高頻率直到厘米波的工作。它又是製造晶體二極管的重要材料之一，其原子序爲14。

【矽控制整流器】(Silicon-controlled rectifier)

矽控制整流器英文之縮寫爲 *S.C.R.*。此種 *P-N-P-N* 矽質器材，是由

合金式的P-N接合體與一具有閘極（*gate*）P-N-P矽接合體所構成。此整流體的符號與構造均繪於圖8－154中。



圖8－154　矽控制整流器的結構及符號

由於閘極的存在，使矽控制整流器的特性與各種二極體，全然不同。當矽控制整流器受逆向偏壓時，無電流傳導，但逆向偏壓達崩潰電壓值時，有一很大的季納電流呈現。但在低順向偏壓時，卻無傳導電流，此特性則與其他二極體不同。順向偏壓增至某一定的順向傳導電壓V_{BO}（*forward breakover voltage*）值時，控制整流器突然開始大量傳導電流，此時其端電壓也就突然下降至約1伏特。在其傳導時，此傳導電流只受外加電源電壓（順向偏壓）和負載電阻的影響。正常作用狀況下，矽控制整流器順向偏壓都比順向傳導電壓值稍小，傳導作用是由送入閘極的脈衝波（*pulse*）所引發。當傳導由閘極引發後，閘極的控制能力即形消失，如要使傳導停止，可將電源撤去。

因為矽控制整流器的大傳導電流（約30～100安培），可由微小的閘極脈衝波所引發，所以此矽控制整流器在替續器、交換器以及控制系統的應用方面都是非常重要的。特別是在電源調整、交直流換流器、雷達調變器、伺服系統、門式替續器（*latching relay*）以及電子引燃系統等，矽控制整流器已擔任了非常重要的角色。當然最重要的還是矽控制整流器本身的交換時間非常短，並且不需要任何零件移動即可達成

交換作用。

【矽製二極管】(Silicon diode)

有單向導電特性的晶體管。

【矽酸鋅】(Zinc-silicate)

產生螢光用的材料，示波器之螢幕塗上此種物質時，電子射到螢幕即生綠光。

【矽鋼片】(Silicon steel plate)

矽鋼是一種含矽元素較高的碳素鋼，一般含矽要在1.8 ～ 3.5 %之間，甚至高達4%以上。因爲通常在電器中常將其軋成厚約0.3～0.8公厘的片狀薄板來應用，所以俗稱矽鋼片。

這一類鋼不但含矽高，而且含碳、硫、磷元素都很低，一般含碳都在0.1%以下，主要是用鹼性平爐或電爐來煉製，有較高的電磁性能，重要的特性是導磁係數高，在交流電的磁場中，滯磁損失較小；因此是電器製造中的一項極重要的材料。含矽愈高，電的損失就愈小，所以在小電動機中可用含矽較低的矽鋼，而在較大的發電機、電動機或變壓器中就要用含矽較高的矽鋼。

【矽檢波器】(Silicon detector)

矽化晶體的檢波器。

【和晶】(Mixed-crystal)

兩種或兩種以上的物質混合成液相後，結成一種晶體叫做和晶。和晶爲一種固溶體，其成分物質互相以原子或分子形式混合，而其間並無化學量的關係存在。同型鹽可形成和晶，又金和銀或金和銅可以任何比率形成和晶。可形成和晶的條件有晶格的相似及原子半徑的極相近等。

【和諧】(Harmonics)

兩波之間的波長或頻率成簡單整數比的叫做和諧。

【空心抗流線圈】(Air choke)

阻止高頻通過之線圈。

【空中距離】(Air distance)

航空上專用名詞，指空中所行的不著陸飛行距離，此數係將空速乘燃料小時或飛行時間而得。

【空白】(Blank)

光跡消失，即空白。

【空白電平】(Pedestal level)

空白信號電平與同期脈衝電平絕對吻合時，即稱為空白電平。

【空位】(Vacancy)

晶體格子上失去應有的原子，就叫空位。

【空泡係數】(Void coefficient)

在水冷式反應器內，由於功率及溫度的增高而形成水氣泡，使得反應率發生改變，我們稱此反應率的改變率為空泡係數。

【空洞】(Hole)

指不存在粒子的狀態或能階。

【空氣】(Air)

空氣是由多種元素所混合而成的無色、無味氣體，其中氧氣約佔21%，氮氣約佔78%，氬、氖、氦、氪、氙等惰性氣體佔1%，另外還有極少部分的氫、甲烷、二氧化碳和水蒸氣。

空氣的比重於0°C、760毫米的氣壓之下時，經量度為0.001293，此表示1立方毫米的空氣重0.001293毫克，1立方厘米重0.001293克。因此，空氣的重量是4°C時同體積水的0.001293 倍。

因空氣有重量，因此，在空氣中的物體，都要受到相當於和該物體同體積空氣重量的浮力作用。汽船或氣球等能浮在空中，就是空氣的浮力所使。

空氣中亦常夾雜有灰塵，特別是在人煙稠密的大都市和工廠林立的

地方，空氣中的灰塵很多。它們的來源，不說而知是出於煙囱。至於沒有人煙的曠野地方，我們平常都說那裏的空氣清潔無塵。可是曠野地方怎麽沒有灰塵呢？我們可用霧來證明。霧是空氣中水蒸氣凝結在灰塵上而成的，空氣中沒有灰塵就沒有霧，反之有霧的地方必有灰塵。都市的空氣中既有灰塵，所以都市的裏面和四周時常可以看到霧，則那裏當然也有灰塵，或許比都市的空中少些罷了。

由此可知空氣中到處都有灰塵。但曠野中的灰塵是那裏來的呢？我們一想就會說是風把它從都市中吹來的。我們這種回答雖然不差，然而並不盡然。要曉得除去煙囱外，火山也會噴出灰塵來，風雨侵蝕的石頭也是一個來源，而最重要的，還有隕石。天文家告訴我們，天空中每天有無數的隕石，向地球飛來，受到空氣的摩擦而燃燒。所以大氣中由隕石燃燒而生的灰塵，分量一定不少。

以上所述四種來源，煙囱、火山、石頭、隕石的灰塵，都由風分佈到大氣的各部分。所以都市空氣裏的灰塵中，說不定亦有由火山、石頭或隕石而來的灰塵。但當風把灰塵輸送時，有許多會落到地上，重的落得

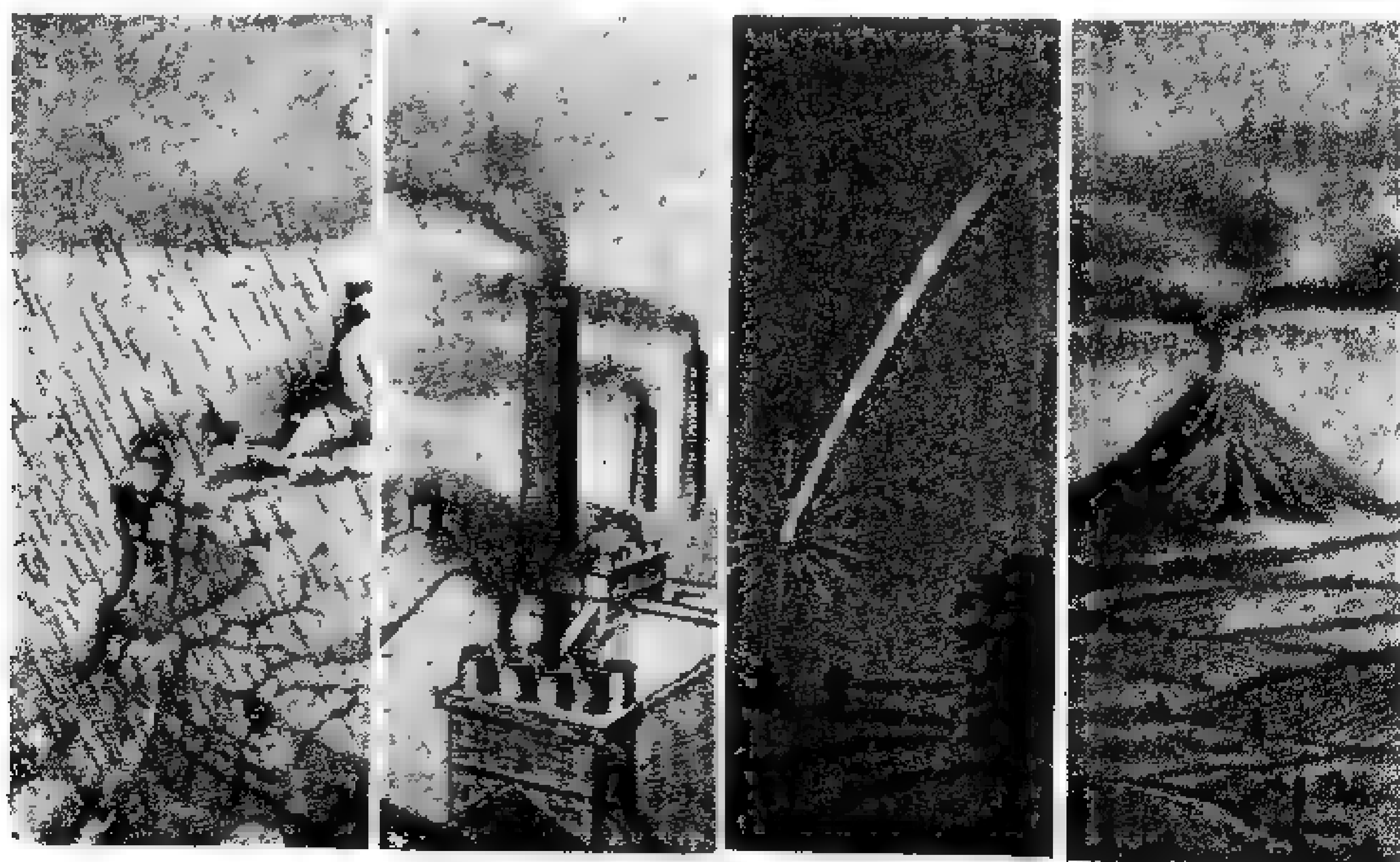


圖8—155　空氣中灰塵的來源

快些，輕的落得慢些。

空氣中灰塵的總量，果眞能把它收集起來，不知要重幾百萬萬噸。本世紀的初年間，北非洲發生颶風，據說有一百萬噸以上的灰塵吹到歐洲去，把全歐洲都散佈到。有些能飛下去二千五百哩。又有飛落在非洲海岸的，據近年的計算，約有一億五千萬噸。

白天的亮光，我們都知道是從太陽來的，照例陽光曬得到的地方，才有光，曬不到的地方，是暗的。何以白天到處都有亮光呢？這是因爲空氣中有無數微點，使太陽射線能四面折射的結果；倘若不是如此，光線就無從散佈，太陽直接曬到的地方之外，也都是黑暗的。高空之處，空氣逐漸稀薄，折射能力亦漸減少，所以離地面十哩的地方，已經不很亮了。

日光既然是白的，何以晴朗的日子，天空現出蔚藍的顏色呢？從前的人都說，空氣中有無數極微細的灰塵散佈在裏面，長的光波，如紅黃等色，經過多次的折射，才得到達地面，而藍色的光波短，就散漫在空際，結果造成我們所看見的藍天。

一直到最近，挪威奧史羅大學教授費加氏又發明一種學說，說是天空的藍色，不是灰塵細粒的緣故，而是由於高空冰凍的氮質小結晶所造成。氮比空氣輕，浮在空氣上層，因爲溫度低，結成非常微細的結晶，像毯子似的蓋在上面。據費氏說，這種毯子主要的有兩層，一層離地面四十哩，一層離地面一百哩，都名爲電離層，無線電廣播聲浪之所以不至於散到空間去，就是受電離層的阻礙。荷蘭來頓大學教授翁奈士氏要證明這個學說的對不對，就在實驗室裏將氮的溫度降到華氏表零度下三百七十八度，氮果然結了晶，顏色和空中的藍色一樣。

何以天頂的藍色比天邊（即水平）爲深呢？這是因爲氮的細粒結晶離我們頭頂比較近，而愈近天邊，我們視線所穿過的下層空氣比較厚，所以顏色也淡了。夕陽西下的時候，天邊所現的紅黃橙等色，是因爲空

氣中的細粒，把光線分析開，光波長的能夠達到我們，光波短的難於透過，所以只看見紅黃等色。

【空氣中之水蒸氣】(Steam in the air)

在密閉器中之水，僅蒸發至一定之度，而暴露於空氣中之水，必蒸發至水乾始止，蓋因水面之蒸氣，能向四方擴散的緣故。當有風時，蒸氣發散甚速，水蒸發亦甚速，故河海池沼之水，始終不絕蒸發，而使空氣中常含有多量之水蒸氣。含水蒸氣之空氣，冷而降至某一溫度，則達於飽和狀態，此時之溫度，稱爲露點。溫度降至露點以下，則水蒸氣之一部分液化而爲水，其餘仍爲飽和狀態，又含濕氣之空氣，夜間觸於地面上溫度較低之草葉等，則液化而生露；若其時露點在冰點以下，則成霜；又含濕氣之空氣，溫度降至露點以下，則凝爲細微之水滴；浮游於空際，而成雲霧；多數水滴集合成大水滴而落下，是爲雨；雨滴凝爲冰而落下，則成霰或雹；又微細的水滴在空際冷而成結晶之冰，降下則成雪。

【空氣中之蒸發】(Evaporation in the air)

加水少許於密閉極乾燥空氣之容器中，則水之一部分蒸發，而混入其上之空氣，視溫度如何，當蒸汽達於一定壓力時，其蒸發停止，且其所蒸發之量，與容器中爲眞空時無異，不過容器中爲眞空時，蒸發快，容器中含有空氣，則蒸發慢。

【空氣之密度】(Air density)

在海平面及標準溫度 $59°F$ 時，一立方呎空氣重量磅數，等於 0.07651 磅，符號爲 W。

空氣密度是適用於比重(*specific weight*)的。

【空氣之電導性】(Conductance of air)

空氣的電導度依離子化程度，即每單位容積帶電粒子數而定。有些帶電是自由電子，但大多數是結在較大粒子，如單獨原子、分子、濕氣

滴、塵粒或其他膠狀集體。因從一原子移去一個電子，則原子帶正電，空氣中有帶正電及帶負電粒子。固體地球似乎有過剩的負電荷，引起正電荷離子由空氣向其定常移動。這負電荷雖因時因地而變動，不斷的維持在不詳的形態。正電荷落在地面生成電流，如地球得不到正電荷，必有相當檢查不出的電流在反對的方向。這電流的大小不確，由空氣電導度及電勢測定估計為 10^{-12} 安培／平方公分。也可由地磁場水平分力 H，沿一閉周線積分而求：

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = 4\pi i$$

有些地區這電流向外，有些地區電流向內。

【空氣芯】（ Air-core ）

線圈或變壓器的磁路是無鐵芯者。

【空氣雨】（ Air shower ）

大氣中看到的一組宇宙線（ *cosmic ray*）粒子。

【空氣阻力】（ Air resistance ）

物體經過空氣運動，因與空氣摩擦而生的阻力，常以指定的速度，用磅數計算，因阻力是與速度的平方成正比，空氣阻力不發生作用的則為廢阻力（ *parasitic resistance* ）。

【空氣取樣測定】（ Air sampling ）

收集並分析空氣取樣，以測定其放射性或偵檢放射性物質的存在。

【空氣取樣器】（ Air sampler ）

一種用來決定污染空氣中，鈽含量的裝置。這些取樣器在一固定的時間內，連續不斷地抽進空氣使通過濾紙，然後將濾紙送去分析，以決定所蒐集放射性物質的種類及數量。有些取樣器，能在空氣污染情形超過危險程度時，以聲音或指示燈來警告工作人員。

【空氣柱】（ Column of air ）

揚聲器或喇叭內傳輸音響通道中的空氣，名空氣柱。當空氣柱振動時，即可發出聲音。例如對著空酒瓶口或試管口吹時，會發出聲音。這是由於試管或空酒瓶中的空氣柱振動的關係。如試管中裝水，改變空氣柱的長度，則空氣柱愈短，發出的聲音愈高。因此，空氣柱也可以說依長度有固定振動頻率。

又吹笛或簫時，其吹口被吹而爲複雜之振動，管中之空氣柱，擇與其固有之振動數相同者共鳴，發樂音。試驗空氣柱之共鳴時，如圖8—156之裝置最爲方便，即取一粗約三公分之長玻璃管，其下端嵌一軟木塞，鑽置一管，管上套一長膠皮管，以連一漏斗，加水於漏斗內，上下漏斗，則管內之水面，或高或低，而其內氣柱之長短，得任意變易實驗時，使音叉振動，接近管之上口，上下漏斗，加減管內氣柱之長短，至若干長時，聞甚強之音，若再增長，則音叉微弱，其發強音者，即管內之氣柱與音叉共鳴。蓋空氣柱之振動數，與其長有關係，空氣柱之長，加減至適宜時，其振動數與音叉之振動數相同，遂起共鳴。茲就風琴管，說明氣柱振動而生疏密波之狀況，如圖8—157爲一風琴管之縱截面，其一端爲開口或閉口，他端有一細口，其稍內部有木片塞之，使與管內之通路極狹，管側削爲劈形，是爲唇，其尖極薄，有細隙與外相通，從細口吹之，氣流刺激劈形唇尖，使爲複雜之振動，管中空氣與之共鳴，遂生疏密波。緩吹之，唇之振動緩，故發基音，而音調較低；急吹之，則唇之振動急，故發諧音，而音調較高。風琴管有二種：其下端密閉者，謂之閉管；下端開者，謂之開管。閉管發基

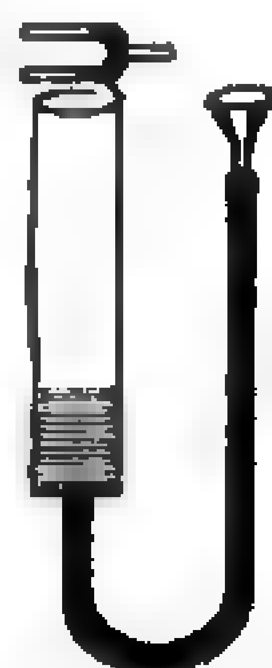


圖8—156

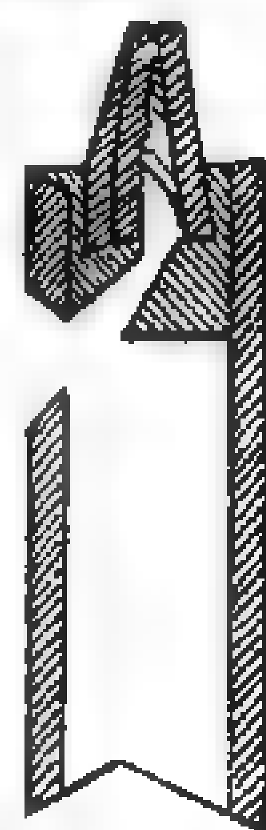


圖8—157

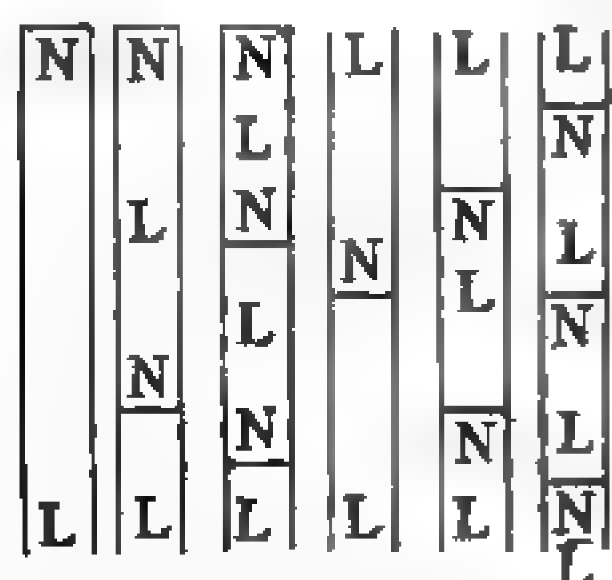


圖8—158

音時，其上端N爲節，下端L爲腹，如圖8—158(*a*)。急吹之，則發三諧音或五諧音，如圖8—158 (*b*)、(*c*) 。其N爲節，L爲腹，開管上下兩端均爲腹，發基音時，節N在中點，如圖 8—158 (*d*) 。閉管僅能發奇數諧音，開管無論奇數偶數諧音均能發，如圖8—158 (*e*)、(*f*) ，其N爲節，L爲腹，令管長爲l ，空氣傳音之速度爲v，管之基音振動數爲n，則

$$\text{閉管}\begin{cases}\text{基音 } n=\dfrac{v}{4l}\\ \text{諧音 } 3n、5n、7n、\cdots\cdots\end{cases}$$

$$\text{開管}\begin{cases}\text{基音 } n=\dfrac{v}{2l}\\ \text{諧音 } 2n、3n、4n、\cdots\cdots\end{cases}$$

【空氣泵】(Air pump)

即空氣唧筒又稱抽氣機。

參閱“空氣唧筒 (*Air pump*) ”條。

【空氣重量】(Air weight)

在溫度 59 °*F*，氣壓 27.921 吋水銀柱的標準空氣，每立方呎重 0.07651磅。含有正常水蒸氣之乾空氣，在溫度 32 °*F* ，氣壓爲 29.921 吋水銀柱時，每立方呎重 0.08072 磅。

【空氣動力噪音】(Aerodynamic noise)

當弦板等固體振動的時候，周圍的人就可以聽到聲音，這是大家所熟知的物理現象，不過固體振動並不是惟一產生聲音的方法，氣流也可以發聲，這種不需要經過固體的振動，而直接由氣流的不穩定性所導致的聲音，我們特稱爲空氣動力噪音。

【空氣通路】(Air duct)

供給空氣的圓筒，大都用橡皮布製成，用以維持一切浮升器 (*aerostat*) 內貯充空氣部分的壓力。

【空氣喞筒】(Air pump)

欲抽去密閉容器內的空氣，須用空氣喞筒，亦稱抽氣機或空氣泵。其主要部分和吸取喞筒(*suction pump*)相同。

空氣喞筒分下列兩種：

1.抽氣喞筒(即抽氣機 *exhaust pump*)——於金屬筒內裝一活塞、活門。當活塞上提時，活門 a 閉 b 開；下壓時 b 閉 a 開，將空氣不斷壓向另一容器中(即抽出)。

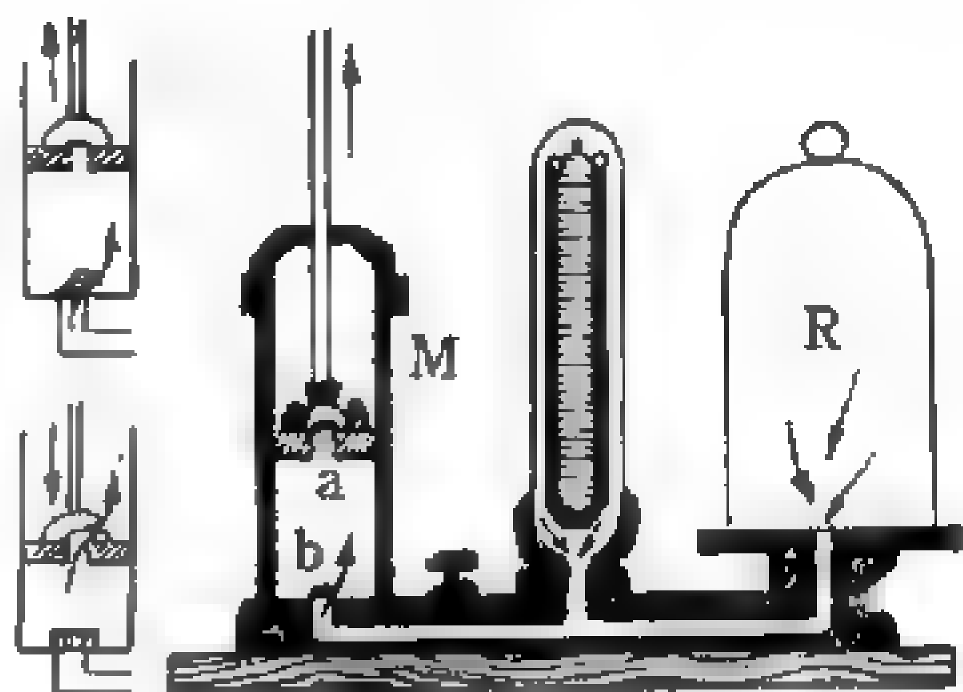


圖 8—159

設 V_R 爲原容器容積；V_M 爲喞筒容積，亦即抽氣一次，可出入氣體之體積。

$$\because P_0(V_R)=P_1(V_R+V_M) \qquad P_1(V_R)=P_2(V_R+V_M)$$

$$\therefore \frac{P_n}{P_0}=\left(\frac{V_R}{V_R+V_M}\right)^n$$

2.壓縮喞筒(即打氣機 *compression pump*)——構造同上，惟活門開向相反。

【空氣絕緣】(Air insulation)

利用空氣作絕緣介質。

【空氣減震法】(Air-damped)

利用空氣摩擦，而使震動減弱。

【空氣楔】(Air wedge)

將兩塊玻璃平板互相緊貼，以橡皮筋束緊之，而在其一邊，以極薄之木紙片嵌入，則在兩玻璃板之間形成楔形的空氣薄層，稱爲空氣楔。楊格實驗(*Young's experiment*)即利用此裝置測出光之波長。

【空氣電池】(Air cell)

與乾電池相彷彿，用碳素與鋅條，置苛性鈉液中。不過將防衰劑，改用我們日常所呼吸之空氣，非如乾電池之採用二氧化錳。

【空氣電容器】(Air condenser)

空氣作誘電體的電容器。

【空氣溫度計】(Air thermometer)

氣體較液體及固體之膨脹係數大，故用氣體製成之溫度計，較用液體或固體所造者銳敏。普通氣體溫度計，其內均用空氣，謂之空氣溫[illegible]其構造如圖8—160，VA 爲壓力計，其左[illegible]約一公尺，入以水銀，則V以上成眞空；H爲空氣室；M爲盛水銀之器，上口開，水銀面與大氣相接；溫度上升，則H內之空氣膨脹，A處低下，而V處上升，此時提上M，令水銀入B內，則B之水銀面升高，至其所升之高，與A處降下之高相等而止，復廻轉螺旋C，上下B內之水銀，令H內空氣之容積，仍與溫度未升時同；由AV高度之變化，測此時H內空氣之壓力，由是計算得其溫度。

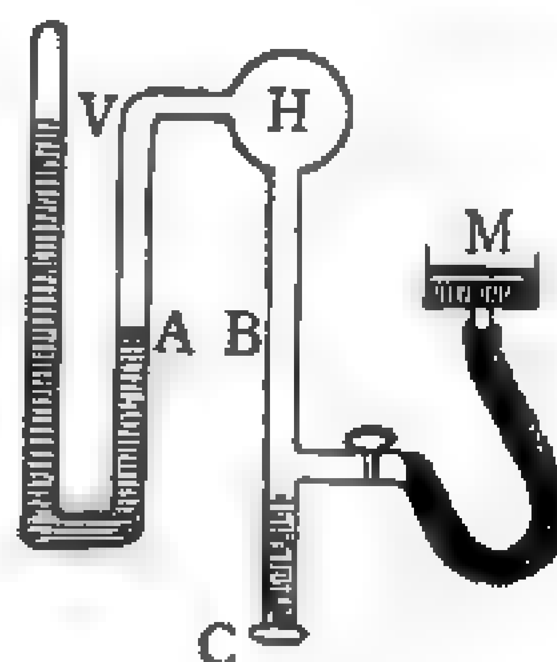


圖8—160

【空氣線光譜】(Air line spectrum)

分子在空氣中被刺激而產生的光譜線。

【空氣彈性學】(Aero-elasticity)

物理學之一支。研究彈力、空氣動力及惰力作用於飛機或飛彈結構內交互影響之關係。靜態空氣彈性學僅研究彈力與空氣動力之關係。動態空氣彈性學則研究彈力、空氣動力及惰力之關係，如施於表面之振動等。

【空氣熱彈性學】(Aero-thermoelasticity)

物理學之一支，研究空氣彈力及由空氣動力熱引起之增加因素間各種關係。助飛導引工具作超音速飛行時所考慮之問題，是爲空氣熱彈性

學之典型問題。

【空氣膨脹】(Air expansion)

因熱力的作用，而使空氣體積增加，蓋體積增加即是膨脹。

【空氣擴散】(Air diffusion)

空氣因分子作用(*molecular action*)然非滲漏動作而透過薄膜謂之空氣擴散。

【空氣壓縮機】(Air compressor)

一種唧筒，用以壓縮空氣至較高的壓力，此則常爲活塞或正旋轉式。

【空氣繞射】(Air diffraction)

光線由眞空或稀薄氣體而入大氣時，其進行方向被折射之謂。

【空氣體積】(Air volume)

氣艇(*airship*)的氣囊或罩所形成物體的排氣量。空氣動力的推算要用這個容積。

【空格式】(Lattice)

與蜂房式線圈(*honeycomb coil*)意義相同。

【空速】(Air speed)

航空器對於空氣運動的速度，符號爲$\vec{V}$。航空器對地面運動的速度，稱爲地速(*ground speed*)。空氣完全靜止時，空速與地速相等，否則即有差別，差別的程度因風力的大小與方向而異。

【空速表】(Air speed meter)

測量一物體經過空氣速度的儀器，空氣與此儀器接觸時即發生衝擊壓力，由衝擊壓力的大小，可斷定空速的大小。

【空圈】(Space-sphere)

距離地球表面愈遠，空氣愈稀薄，達到電離層，大氣分子不復存在，完全解離爲離子。當在太空飛行物體接近地球到達某處，即將脫離

其他星球引力而受地球引力之控制，改變其飛行方向或降落地面。因月球為地球衞星，完全受地球引力場控制，所以月球引力所及亦屬於地球引力場的範圍。如此則空圈可暫定為由電離層上方至月球引力所及處，即其高度約為400,000公里。

【空間】(Space)

如電碼中點劃間的距離。

【空間之相干性】(Space coherence)

在某一時刻 t，於空間兩不同點，r_1 和 r_2，所量得的電場 $E_1(r_1,t)$ 和 $E_2(r_2,t)$ 的輻射相干情形。如果能從其中的一點，比方說 r_1，所量得的輻射場 $E_1(r_1,t)$，準確的測知另一輻射場 $E_2(r_2,t)$ 的值，即稱此兩電場有完全的空間相干性。相反地，從一輻射場的值，不能推知同時刻另一輻射場的值，則稱此兩電場完全無空間的相干性。

首先，對一個單一點光源，在空間不同點所量得電場的相干性。假設圖 8—161 中的 S 是一單色波源，F_1、F_2 兩觀測點在以 S 為圓心的同一個圓上，F_3 觀測點與 S、F_1 在同一條直線上。先考慮 F_1 和 F_3 的相干性，因為此兩點有縱的分離，它們的相干性，特稱為縱的相干性。如圖所示，在時間 t 時通過 F_1 點的輻射場，到了 $t+\frac{l_{13}}{c}$ 時（其中 l_{13} 為 F_1 到 F_3 的距離，c 為光速），即可通過 F_3 點。故在 F_1 點量得的電場 $E_1(t)$，和在 F_3 點量得的電場 $E_1(t+\frac{l_{13}}{c})$。只要是其中 l_{13} 比光源的平均相干

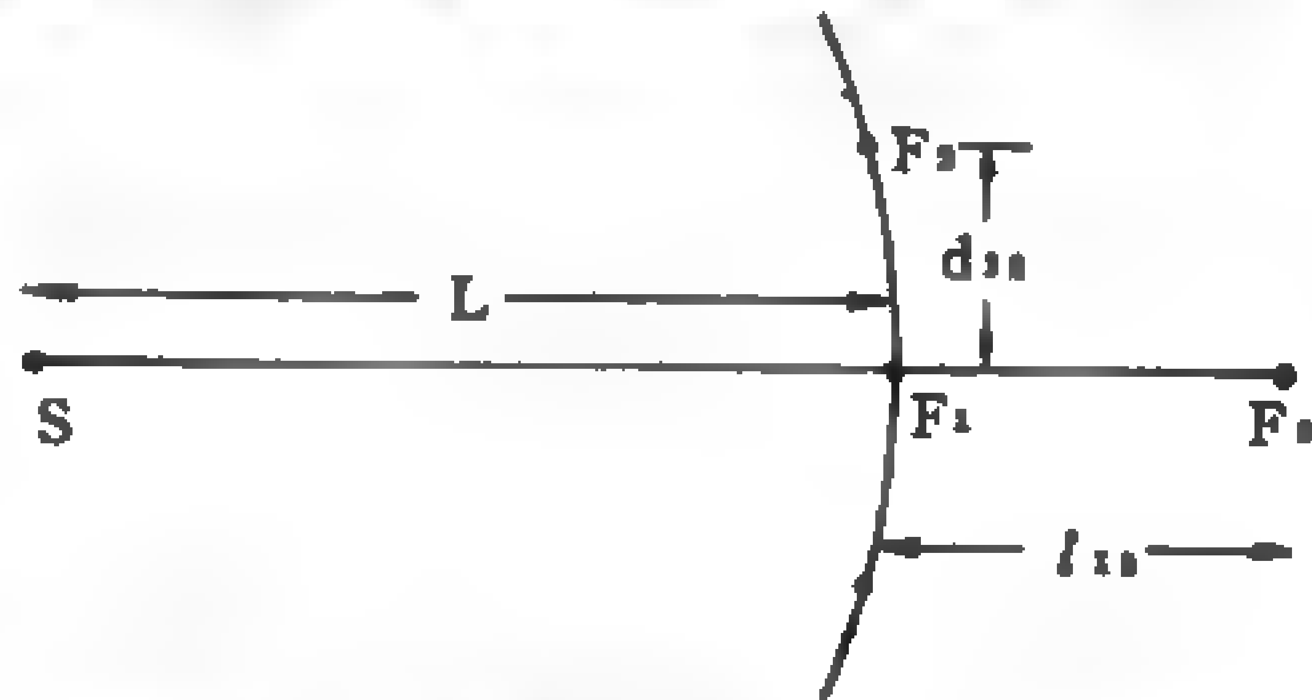


圖 8—161
單色波源S，在輻射場點，F₁、F₂、F₃的空間相干性

長度來得小，F_2和F_1即有相干性。其次考慮F_2和F_1的相干性，它們的相干性稱爲側相干性。若假設輻射源電荷的振盪方向是與圖 8—161的圖面垂直。這一來，因$SF_2=SF_1$，$E(F_2,t)$總是和$E(F_1,t)$相等的。所以說，F_2和F_1兩點有完全的側相干性。

在另一種情況，設有兩個光源S_1、S_2，而兩觀察點F_1、F_2和它們間的幾何關係，如圖 8—162 所示。則F_1和F_2的相干性，約有下述的三種情形：

(1)兩光源S_1和S_2具有完全的相干性。也就是說，S_1和S_2的相對振幅和相對相位常保持一定而不變。例如S_1和S_2是用同一個振盪器推動的兩個天線；或是一個透光屏上的兩裂縫，經一單光源照射後呈現的二級光源。這種情況下的F_1和F_2兩點，具有完全的側相干性。因F_1和F_2點的輻射場的相對振幅和相位，決定於它們到S_1和S_2的相對距離（當然還有S_1和S_2本身的相對振幅和相位）。而這兩個距離或它們的相對值，都是固定不變的。因此，從量得的$E(F_1,t)$，即可推算出$E(F_2,t)$。所以說，F_1和F_2有完全的相干性。

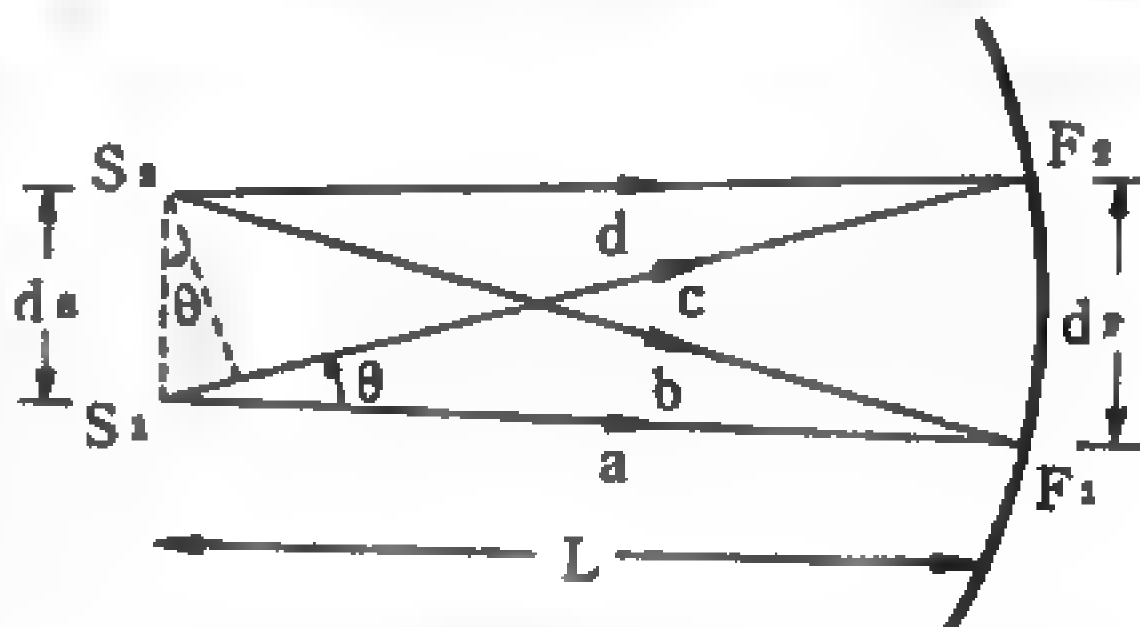


圖 8—162

若S_1和S_2兩光源是相干的，則F_1和F_2有相干性。反之，若S_1和S_2是不相干的，則F_1和F_2的相干性決定於相干時間τ與檢波器的分析時間Δt_r的比。

(2)兩光源各自獨立而不相干；當觀察點接收器的分析時間（*resolution time*）Δt_r，比兩光源的相干時間τ（兩者都等於這個數）小很多，$\Delta t_r \ll \tau$。這時候F_1和F_2仍具有相干性。因爲在比τ小很多的時間內，S_1和S_2的相對振幅和相位，都還保持不變。在這麼短的時間內能分析出電場變化的接收器，顯然可以量得出F_1和F_2兩點輻射場的關係來。因此，從其一電場即可推算出另一電場。

(3)兩光源各自獨立而不相干；接收器的分析時間Δt_r，比兩光源的相干時間大很多$\Delta t_r \gg \tau$。在這個極限之下，若

$$d_s d_r < L\lambda$$

則F_1和F_2有部分的相干性，式中d_s、d_r、L等距離的意義，見圖8—162；又若$d_s d_r \ll L\lambda$，則F_1和F_2有完全的相干性。

【空間反置】(Space inversion)

詳閱"交互作用之對稱性 (*Symmetry of interaction*) "條。

【空間反置不變性】(Space inversion invariance; 簡稱P)

空間反置的轉變，相當於將所有的空間坐標都轉換爲其負值。通常，這個轉換可以被分爲兩個。其一是轉變至其鏡中之像，然後再加上一個180°的轉動。因爲角動量的守恆現在已沒人懷疑，所以當我們考慮空間反置的不變性時，我們只考慮物理定律的形式在前面的一個變換下維持不變。

【空間式晶體管】(Sapistor)

靠注入阻擋層的載流者調幅而工作的晶體管，叫空間式晶體管。

【空間波】(Space wave)

無線電發射電報時，當電鍵剛開路時有一些不稱意音響收到。

【空間度】(Degree of space)

欲確定空間一點之位置應作幾次量度，即爲該點之空間度。或一物體所佔之空間，即該物體之空間度。空間度與坐標系統無關。

欲決定一物體之空間度有二種方法：

【Ⅰ】直角坐標與極坐標法

直角坐標法與極坐標法，描述此物位置時，需用幾個坐標，即爲幾度空間。例如，在x、y平面內之一點爲二度空間，在空間一點以極坐標量之高爲h，距原點x，且離坐標橫軸一角度θ處，所以爲三度空間 (如圖8—163)。

【 II 】物理運動所成軌跡法

物體運動所成之軌跡，欲指明其軌跡中一點之位置，需幾個坐標，即幾度空間。準此：

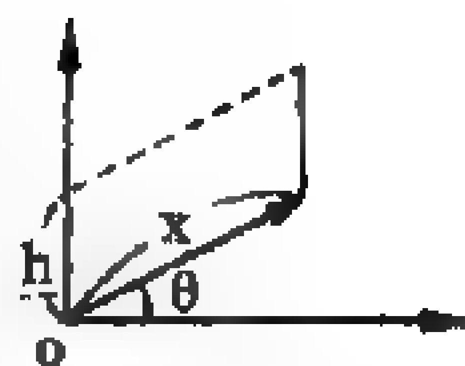


圖 8—163

1. 點，即點不動爲零度（指明點在點本身之位置無須坐標）。

2. 線，即點運動成線爲一度（指明點在線中之位置須一個坐標）。

3. 面，即線運動成面爲二度（指明點在面中之位置須二個坐標）。

4. 體，卽面運動成體爲三度（指明點在體中之位置須三個坐標）。

而時間亦可算爲一空間度，因此，物體若爲活動者，則需增加一空間度。例如，海上停泊的船舶其位置爲二空間度，空中飛行之飛機的位置爲四空間度，即因其爲活動者故須多加一空間度。

【空間量子化】（Space quantization）

電子在空間中的位置，常以三個坐標表示（如圖 8—164），玆就三次元敍述電子對原子核的運動。

玆取原子核原點，以極坐標 r、θ、φ 示電子的坐標，其動能 T 及位能 V 分別爲

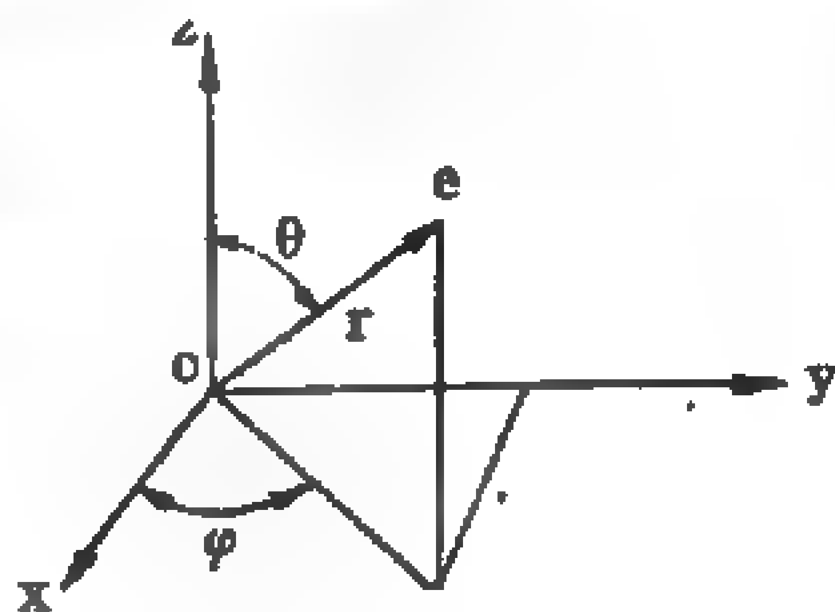


圖 8—164

$$T=\frac{\mu}{2}\left(r^2+r^2\theta^2+r^2\sin^2\theta\varphi\right)$$

$$V=-\frac{Ze^2}{r}$$

此處 μ 爲電子質量，其廣義動量 p_r、p_θ 及 p_φ 則分別爲

$$\left.\begin{aligned} p_r &= \frac{\partial T}{\partial \dot{r}} = \mu \dot{r} \\ p_\theta &= \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}} = \mu r^2 \dot{\theta} \\ p_\varphi &= \frac{\partial T}{\partial \dot{\varphi}} = \mu r^2 \sin^2\theta \dot{\varphi} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

此系統的漢彌頓（*Hamilton*）函數H

$$H = \frac{1}{2\mu}\left(p_r^2 + \frac{p_\theta^2}{r^2} + \frac{p_\varphi^2}{r^2 \sin^2\theta}\right) - \frac{Ze^2}{r}$$

(1)式之p_φ尚可改書爲

$$p_\varphi = \mu\ r\ \sin\theta \cdot r\sin\theta \cdot \dot{\varphi}$$

此式中的$r\sin\theta$是電子對z軸的距離，$r\sin\theta\cdot\dot{\varphi}$乃是一速度，故$p_\varphi$爲角動量之$z$向成分。由漢彌頓正則方程式（*canonical equation*）

$$\dot{p}_\varphi = -\frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0$$

得 $p_\varphi =$ 定値 $= L_z$ (2)

由此可知若某坐標未出現於漢彌頓函數中，則該坐標之共軛動量必爲一定，如是坐標（在此係指φ）常稱爲循環坐標（*cyclic coordinates*）。從此可得

$$\begin{aligned} p_\theta^2 + \frac{p_\varphi^2}{\sin^2\theta} &= \mu^2 r^4 \dot{\theta}^2 + \mu^2 r^4 \sin^2\theta \cdot \dot{\varphi}^2 \\ &= \mu^2 r^2 \{(r\dot{\theta})^2 + (r\sin\theta \cdot \dot{\varphi})^2\} \\ &= \mu^2 |\vec{r} \times \dot{\vec{r}}|^2 \end{aligned}$$

即此二項之和爲角動量大小之平方，以L^2示之。即

$$p_\theta^2 + \frac{p_\varphi^2}{\sin^2\theta} = \text{定値} = L^2 \qquad (3)$$

又由能量不滅定律，得

$$\frac{1}{2\mu}\left(p_r^2+\frac{p_\theta^2}{r^2}+\frac{p_\varphi^2}{r^2\sin^2\theta}\right)-\frac{Ze^2}{r}=\text{定値}-E \qquad (4)$$

自（2）、（3）及（4）三式可得

$$p_\varphi=L_z$$

$$p_\theta=\pm\sqrt{L^2-\frac{L_z^2}{\sin^2\theta}}$$

$$p_r=\pm\sqrt{2\mu E-\frac{L^2}{r^2}+\frac{2\mu Ze^2}{r}}$$

由廣義量子條件

$$\left.\begin{aligned}\oint p_r d_r &= 2\int_{r_1}^{r_2}\sqrt{2\mu E-\frac{L^2}{r^2}+\frac{2\mu Ze^2}{r}}\,dr=n_r h\\ \oint p_\theta d\theta &= 2\int_{\theta_1}^{\theta_2}\sqrt{L^2-\frac{L_z^2}{\sin^2\theta}}\,d\theta=n_\theta h\\ \oint p_\varphi d_\varphi &= \int_0^{2\pi}L_z d\varphi=m h\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

從解（5）的第一式，可得

$$-2\pi\left(L-\frac{\mu Ze^2}{\sqrt{-2\mu E}}\right)=n_r h \quad (n_r=0,1,2,3\cdots) \qquad (6)$$

θ_1及θ_2係下列方程式的二根

$$L^2\sin\theta-L_z^2=0$$

即
$$\sin\theta_1=\frac{L_z}{L}$$

$$\sin\theta_2=-\frac{L_z}{L}$$

角θ_1及θ_2為實數，故L_z與L之間必具如下的關係

$$-L\geqq L_z\geqq L \qquad (7)$$

其積分結果為

$$2\pi(L-L_z)=n_\theta h \quad (n_\theta=0,1,2\cdots\cdots) \qquad (8)$$

因L_z爲一定，（5）式的第三式之積分結果爲

$$2\pi L_z=mh \qquad -(n_\theta+|m|)\leqq m\leqq n_\theta+|m| \qquad (9)$$

由(7)，(8)及(9)三式，此系統的能量E

$$E=\frac{-2\pi^2\mu Z^2e^4}{h^2}\cdot\frac{1}{(n_r+n_\theta+m)^2} \qquad (10)$$

角量子數n_φ與量子數n_θ及m間具有下列的關係

$$n_\varphi=n_\theta+m$$

於是(10)式可改書爲

$$E_n=-\frac{2\pi^2\mu Z^2e^4}{h^2}\frac{1}{(n_r+n_\varphi)^2}=-\frac{2\pi^2\mu Z^2e^4}{h^2}\frac{1}{n^2}$$

又由(9)式，得

$$L_z=m\frac{h}{2\pi} \qquad (-n_\varphi\leqq m\leqq n_\varphi)$$

將此式代入(8)式，則得總角動量L

$$L=n_\varphi\frac{h}{2\pi} \qquad (n_\varphi=1,2,3\cdots\cdots)$$

$n_\varphi=0$之運動係經過原子之直線運動，意即電子穿過原子核作直線運動，此事爲不合理，故$n_\varphi=0$應除外不計。

設總角動量L與角動量L_z所成之角度爲α，L_z爲

$$L_z=L\cos\alpha$$

依此

$$\cos\alpha=\frac{L_z}{L}=\frac{m}{n_\varphi} \qquad (11)$$

$$(n_\varphi=1,2,3\cdots\cdots,\quad m=0,\pm1,\pm2,\cdots\cdots)$$

例如$n_\varphi=1$，此時在量子理論上所允許的角α當滿足下式

$\cos\alpha=1,0$或-1　　即$\alpha=0°,90°,180°$三角度

於是此時所允許角動量$\vec{L}$乃如圖8—166(a)所示的三向量，此指軌道於空

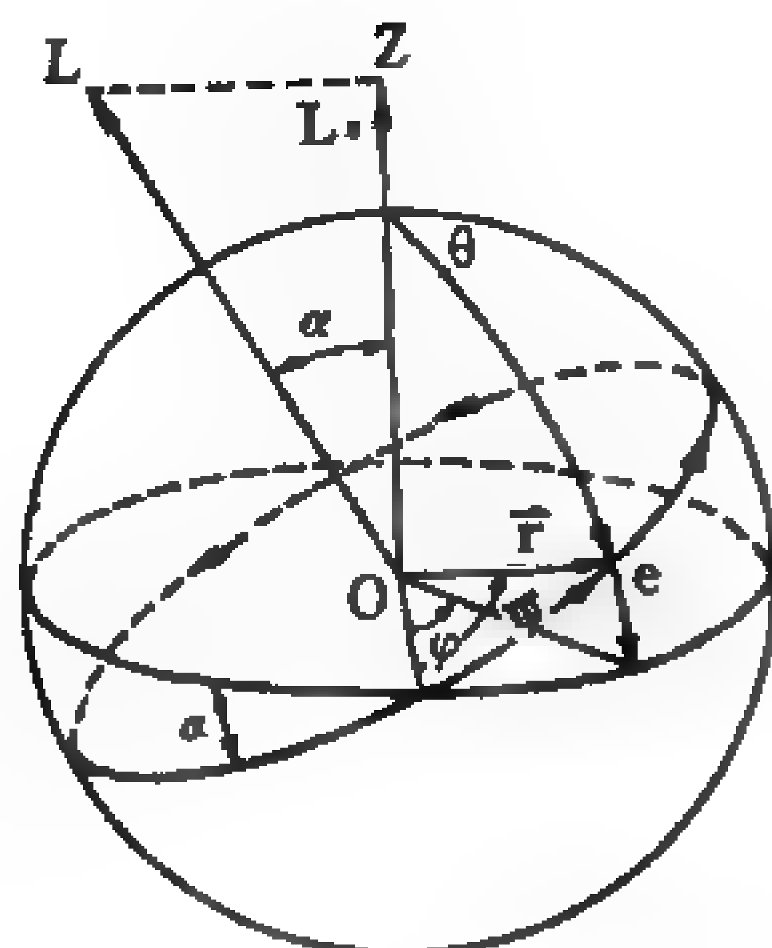


圖 8－165

間內可能方向的數目僅有3。當 $n_{\varphi}=2$ 時 m 須爲＋2、＋1、0、－1、

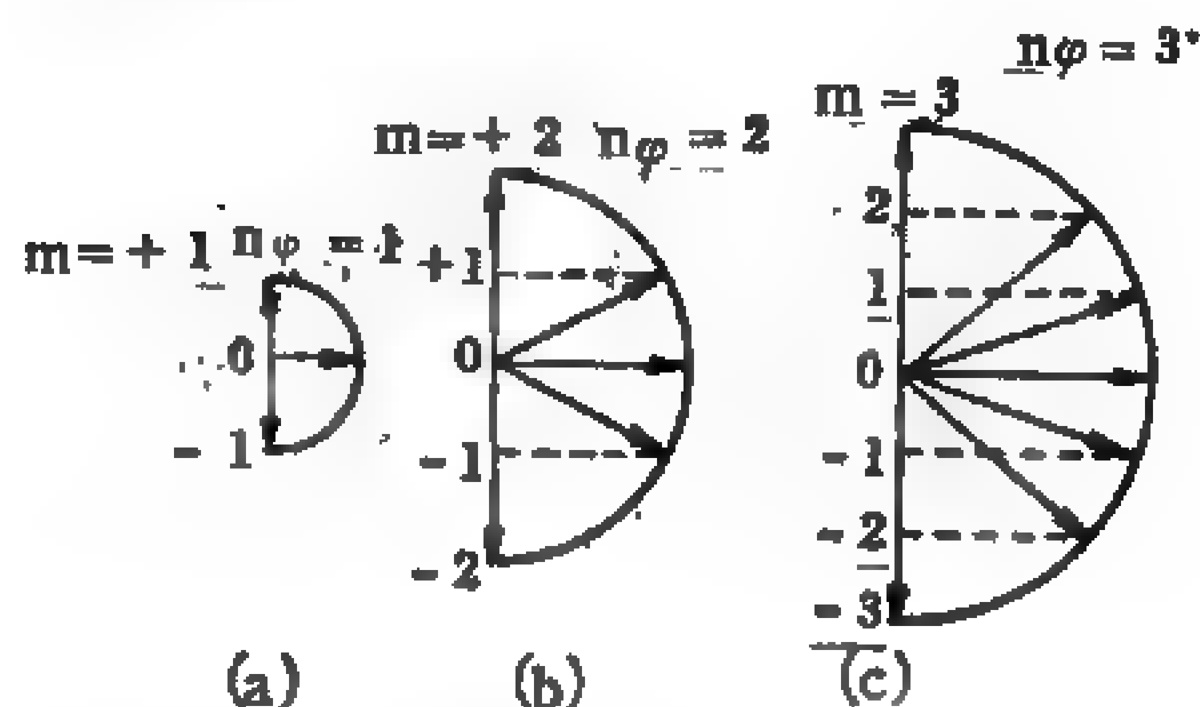


圖 8－166

－2，故其可能方向的數爲5。$n_{\varphi}=3$ 時，m 須爲＋3、＋2、＋1、0、－1、－2、－3，如圖8－166 (c) 所示，其可能軌道之數目爲7。於是，對於已知之 n 及 n_{φ}，其軌道之可能方向的數目爲 $2n_{\varphi}+1$。即電子軌道的方向不得爲任意值，惟滿足 (11) 式者始爲允許的方向，此被稱爲空間量子化。

【空間晶格】(Space lattice)

三維空間的晶體構造，共有十四種不同的空間晶格，可區分爲七大晶系，如下表所示：

晶系	空間晶系的數目	晶系名稱及符號	晶軸和軸角
三斜晶系 (菱面體) (*triclinic*)	1	單純菱面體(*P*)	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$
單斜晶系 (*monoclinic*)	2	單純單斜(*P*) 底面心單斜(*C*)	$a \neq b \neq c$ $\alpha=\gamma=90^{\circ} \neq \beta$
正交晶系 (*orthorhombic*)		單純正交(*P*) 底面心正交(*C*)	$a \neq b \neq c$

	4	體心正交（ I ） 面心正交（ F ）	$\alpha=\beta=\gamma=90°$
四角晶系 （ *tetragonal* ）	2	單純四角（ P ） 體心四角（ I ）	$a=b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$
立方晶系 （ *cubic* ）	3	單純立方（P或 S.C.） 體心立方（I或B.C.C.） 面心立方（F或F.C.C.）	$a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$
三角晶系 （ *trigonal* ）	1	單純三角（ R ）	$a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma<120°, \neq 90°$
六方晶系 （ *hexagonal* ）	1	單純六方（ P ）	$a=b\neq c$ $\alpha=\beta=90°$ $\gamma=120°$

軸角α、β、γ和晶軸a、b、c定義如圖8—167所示。空間晶格的形

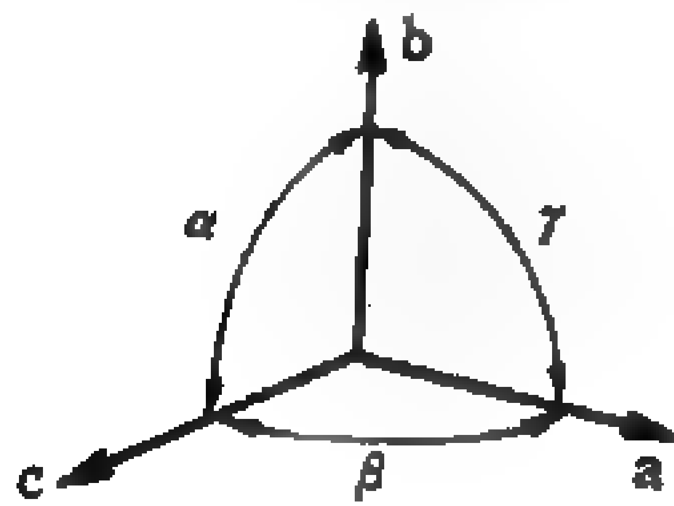
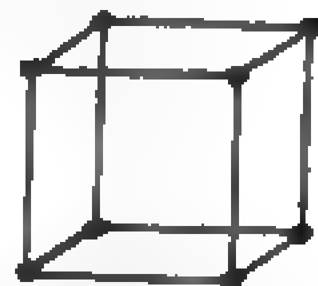
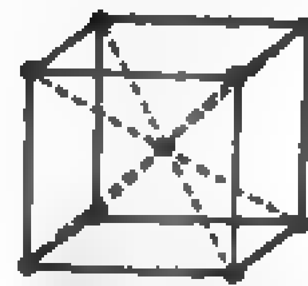


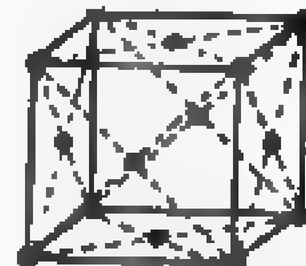
圖8—167

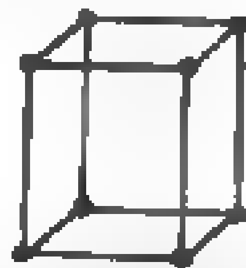
狀可由圖8—168顯示出來，圖上的單元是常用的晶胞單元，並非初基晶胞。

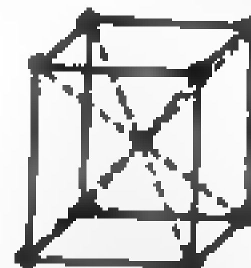
【空間極坐標】（ Spa -

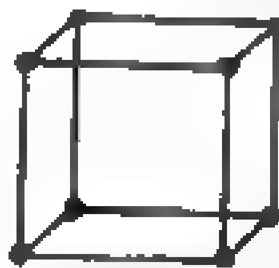

單純立方

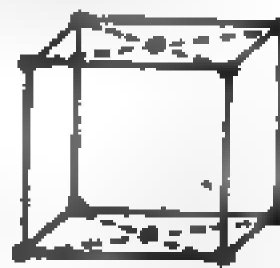

體心立方

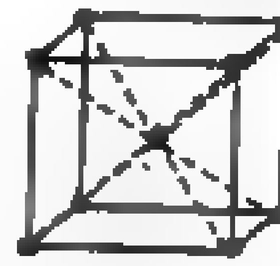

面心立方

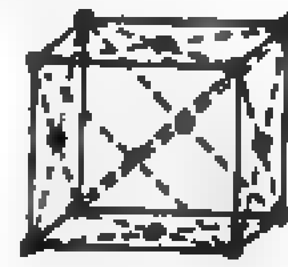

單純四角

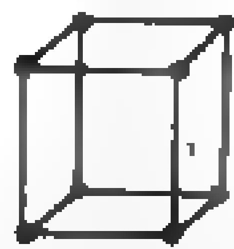

體心四角

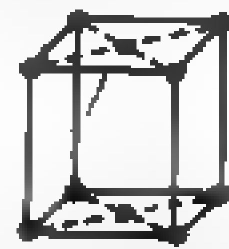

單純正交

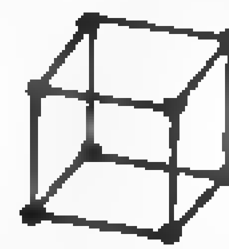

底面心正交

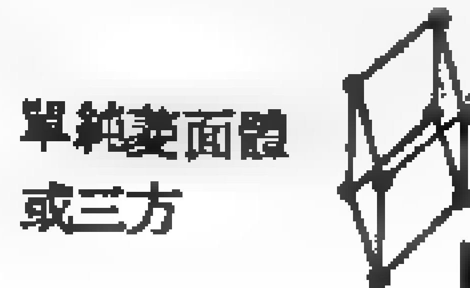

體心正交


面心正交


單純單斜


底面心單斜


單純三斜


單純菱面體或三方

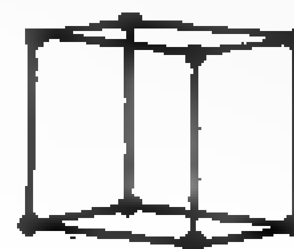

單純三方及六方

圖8—168

tial polar coordinates)

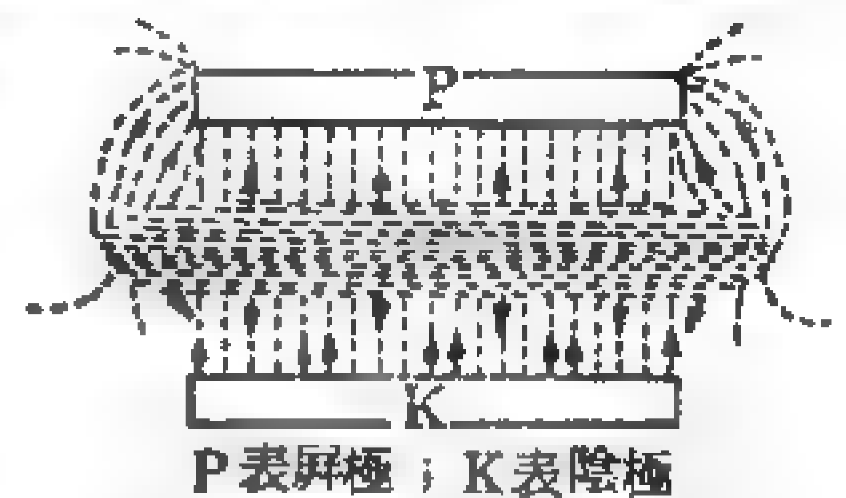
具有三維度量的極坐標。

【空間電流】(Space current)

電子管由陰極移動之電子組成之電流，流向屏極或其他正電極者。

【空間電荷】(Space charge)

電子管內，如陰極放射之電子，未能盡爲屏極吸收，多餘之電子，便雲集於屏極與陰極之間，此種情況稱爲空間電荷，如圖8—169所示。



P表屏極；K表陰極
圖8—169 空間電荷

空間電荷聚積愈多，負性愈大，對陰極繼續放射出來之電子，便生排斥力。換言之，空間電荷可視作電子儲藏器，可用以平衡瞬息屏流所需電子，由其中吸取，而陰極則變爲補充空間電荷之供給器。如果屏極電壓太低，只有接近屏極的少許電子能被屏極所吸引，因此形成的屏極電流非常小，此時空間電荷幾乎完全限制了放射電子抵達屏極的數目。反之，若屏極電壓增高，大部分放射電子，都能通過空間電荷區域抵達屏極，僅有少許電子被空間電荷所排斥返回陰極。屏極電壓繼續增加到某一特定的值時，所有的陰極放射電子，都能克服空間電荷效應，而被屏極所吸引。如果屏極電壓再增高，屏極電流也不會有任何增加，此時的電流就是陰極所放射出的最大電子數構成的電流。

在甚多電子管中，陰極放射超量電子，則成空間電荷，使可供應之電子數量，較每單位時間內實際需要者爲多。設若無空間電荷，在甚低之屏壓下，亦可產生高值之電子流，但將縮短放射體之壽命，故在條件限制情況下，空間電荷即可發生效能。

一般電子儀器都不是在飽和電流的狀況下工作，也就是說並不是所有從陰極飛出的電子全部一下子被外部電場吸走。

【空間電荷柵】(Space charge grid)

四極管的第一柵用作空間電荷柵，第二柵爲控制柵。打銷空間電荷後，屏阻減小，柵壓影響屏流比較有效。

【空間電荷波】(Space charge wave)

由於電荷的振盪運動，在離子體或電子射束中發生的靜電波，這是些縱向波，在波中電場與傳播方向同向。

【空間電荷效應】(Space charge effect)

當電子從轉化器的放射極板放射出來時，會在放射極板前形成帶負電荷的電子

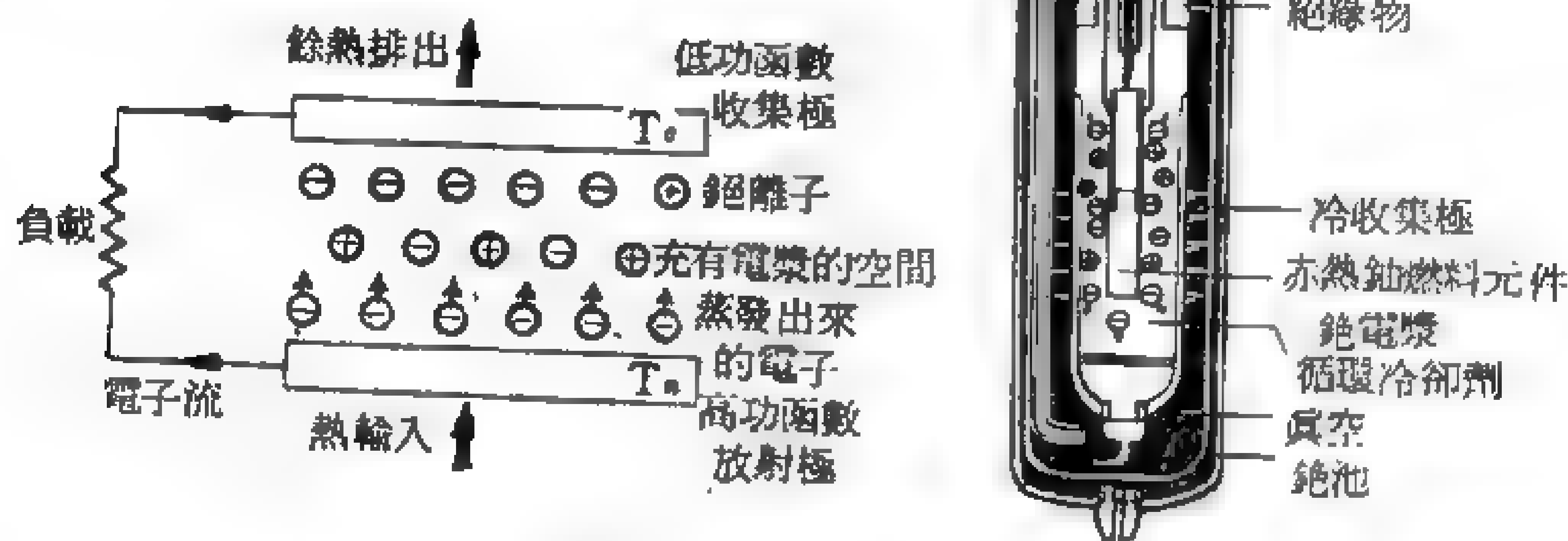


圖8—170　熱離子轉化

雲，如圖8—170所示，阻止了電子進一步的放射，這稱爲空間電荷效應。爲了克服此種效應，我們以含正電粒子的氣狀物充於兩極板間，而中和在放射極板前的負電。這種正電粒子和電子的混合物，稱爲電漿(*plasma*)。

由於充有電漿，兩極間成爲良導體，放射出來的電子可以很輕易地到達收集極板前，聚集在冷收集極板上。

【空間電荷場】(Space charge field)

爲離子體中的淨空間電荷對離子體中所生的電場，乍看之下似乎電場的出現違反電荷中性的定律，但是產生電場所需電荷之量是電子或離子密度很小的分數，因此電子與離子密度仍約略相對。電場與淨電荷的關係如帕松方程式(*Poisson equation*)所表，該方程式陳述單位距離的

電場改變與淨電荷密度成正比。

【空腔】(Cavity)

1. 在研究黑體輻射時，所作實驗都用一保持固定溫度之空腔代替，上鑽一小孔，使射入的光幾乎完全不能反射出來，就如同一眞正的黑體一樣。

2. 窶射(*maser*)之產生，係使光子在一個空腔裏產生共振，達成放大的作用而得，

1946 年間，使用微波技術去探測一些晶體所呈現的強烈共振現象時，曾明顯的發生倒量。到 1951 年的時候，曾進一步用射週電波照射氟化鋰再做類似實驗，不但眞的得到了受激發射，而且是明確不虛的。

此後慢慢地，這種受激發射現象才掀起廣大的研究興趣。其實它只不過是愛因斯坦的輻射方程式中一項係數而已，而且早在 1920 與1930 年間就已經觀察到了，只可惜沒有繼續加以研究 在窶射發明的前幾年，海內外不少物理學家們，就有意用這種受激發射現象去製成放大器。這一事實可以由愛因斯坦的方程式和過去聚集有關受激發射與倒量的記錄，而得到證實。但眞正的問題，是如何創造一項有效的技術，去實現這種放大效應。何以第一次技術上的成功是用氨氣並工作於微波波段呢？

我們知道電子式的振盪器，很成功的應用在波長幾哩（船用雷達）到幾厘米的波段內。而紅熱的物體，如太陽、白熾燈絲、弧光燈和氣體放電等，都是利用原子和分子的振盪，以產生光波波段的強烈輻射。奇怪的是在那個時候沒有人發現原子或分子能夠在所謂"次毫米"(*sub-millimeter*)範圍內發生強烈的輻射（次毫米是指 0.1 到1.0 厘米的範圍）。到後來這個輻射上的"空白地帶"才誘起了輻射物理學家的幻想，終於導致窶射的發現。

光譜學指出了正確的解決方法。像以前所談到過的，為了要把光譜

線和原子或分子結構關聯起來，光譜學家曾試用一些容易出現光譜與計算的原子和分子去做實驗，同時並要求這些原子又能發生強大的吸收與發射作用。於是就發現氨氣分子（圖8—171）能滿足這個要求。氨分子具有相當簡單的結構，含有一個氮原子和三個氫原子，成角錐體的形狀排列，能在次毫米波段發射強光譜。那麼是不是能夠用某些物理方法，駕御著氨原子在次毫米波段發生放大作用呢？

不過這裏又出了一個問題，就是在那個時代裏，還沒有適當的技術去操縱在次毫米波段裏的輻射。同時氨光譜中最強的一條是在波長約為1.3厘米或頻率為2.4×10^{10}週／秒的地方。綜合這兩點問題，科學家就決定了研究方針，那便是集中力量去發明一項器具，能夠在微波波長為1.3厘米時正常工作。

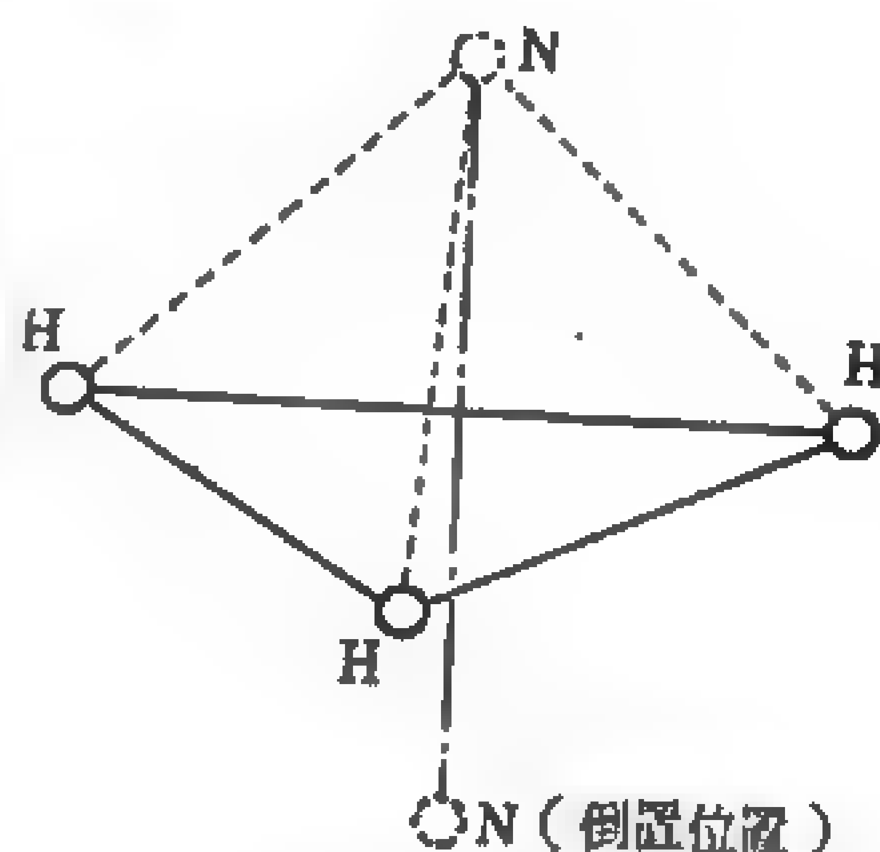


圖8—171

氨分子係由三個氫原子和一個氮原子成角錐體排列。把氮原子經過氫原子所組成平面而翻到另外一邊去的程序，叫做"倒置"。發生這個程序時，能量變化相當於一個頻率為2.378×10^{10}週／秒的光子（波長為1.26 cm）

怎樣才能發生倒置（*inversion*）現象，使得高能階的原子比低能階的原子增多呢？科學家就利用一個已經知道的事實，先完成這項理想。這件事實是告訴我們氨分子對於不均勻電場的反應，是根據它們的能階來作決定。這樣一來就給物理學家開闢了一條分離高能原子的方法。不管是那一種輻射，都是先把氨氣流過一個特別設計的桶子。在桶內的電場把低能階分子拉到一邊去，而使高能階分子通過電場進入空腔，見圖8—172。

空腔內由於有大量的高能分子，故而成一種隨時預備發生輻射作用的狀態。一旦有一個2.4×10^{10}週／秒的光子射到這一些載了能量的氣體時，立刻就會碰上一個高能分子而再敲出一個2.4×10^{10}週／秒的光

子，就這樣而發生了放大作用。不過像這樣放大法是無濟於事的，原因是這種過程所發生的放大效果太弱，不足以產生強度夠用的振動。

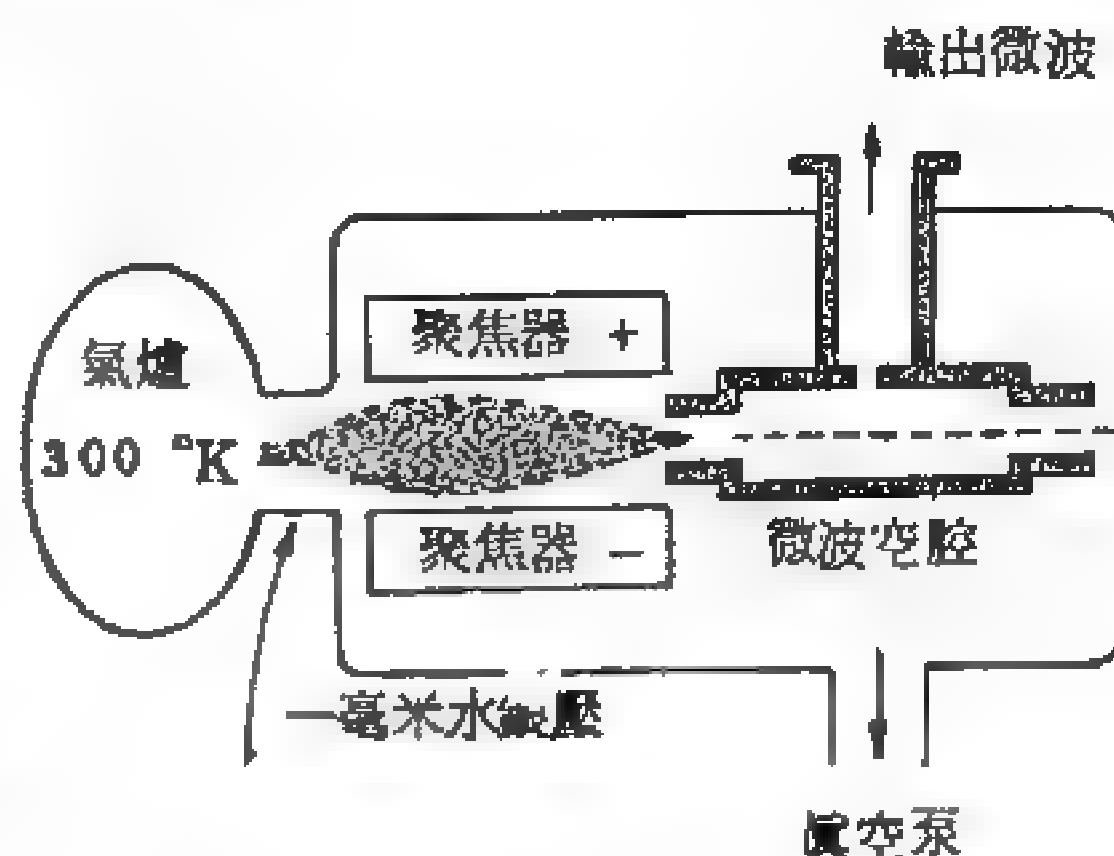


圖 8 — 172　圖示氨氣柱雷射構造

熱氨氣分子利用壓力差而送入聚焦器，而聚焦器吸收低能分子，使高能分子繼續前進而進入調諧空腔發生放大作用。

這個放大器眞正具決定性的成功，還是在於它的發明人知道如何去加強這種放大效應的方法，以及如何駕御共振現象以獲得此項加強的原理。因此他就設計了一個空腔，使它的共振頻率爲2.4×10^{10}週／秒。在這個能起交混回響的空間裏，光子是在載滿了能量的氣體中跑來跑去，因而能建立起一個巨大的持續振盪。故在這情形下，一個頻率爲2.4×10^{10}週／秒的光子進到空腔後，就被放大 20 分貝（*decibel*）。就功率講是一百對一。

由於這個振盪的頻率是由氨分子本身決定，故非常穩定。其輸出的波形與完全正弦曲線之間的誤差較一千億分之一爲小。

第一個氨氣雲射的偉大成就，既不在於它的穩定頻率，也不在於它的技術細節，而在於對受激輻射原理的應用，作了第一次有力的證明。在這裏它證明了三項基本原理。如果你確能把握住它們，那就算對雲射與雷射有了廣泛的瞭解。至於所用的材料、技術與頻率則無關緊要的。下面就是這三項基本原理：

1. 尋找一種材料，使它能在你所需要的頻率處，發出強大的輻射能（第一具氨氣雲射就是在2.4×10^{10}週／秒頻率處有強大的輻射）。

2. 尋找一種能產生反常態能量分佈（也就是倒量）的方法，使得

受激發射勝過吸收（第一具雷射就是利用分離低能分子的物理方法而製成的）。

3.加強這種作用（第一具雷射就是用共振空腔達到這個目的）。

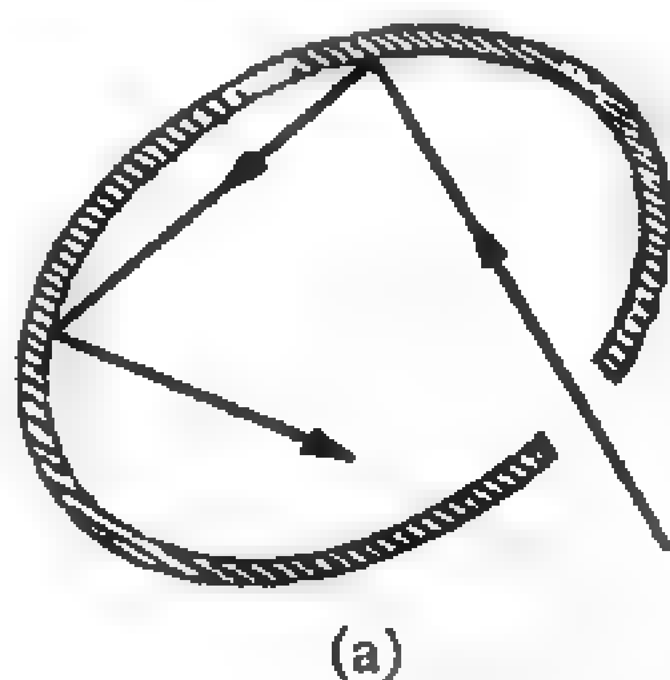
【空腔共振器】（Cavity resonator）

內部可以發生電磁振盪的中空導電體。在此導體上的小孔附近建立起交變電場，就可以經過該孔將導體內的電磁振盪激勵起來。此時，在空腔內部就有交變的電場和磁場產生，而在導體的內表面上，就有交變電流出現。在每一空腔內，可能發生各種不同類型的振盪（有著不同的電場和磁場的分佈形狀），但每一類型的振盪都具有一個完全確定的振盪頻率，此頻率依變於廻路的形狀和尺寸。這些振盪的波長接近於空腔的某一些尺寸。就這樣，由金屬壁所圍成的任一空腔都具有幾個完全固定的固有振盪頻率，因此對於頻率與其固有頻率之一相符合的外部電振盪應能引起反響。從這一點看來，封閉腔的作用與能產生共振現象的普通振盪廻路完全相像，因此這種空腔被稱為空腔共振器。空腔共振器可以用來代替振盪廻路，但是因為空腔的尺寸應與波長相接近，所以只有在厘米波段，空腔共振器的大小才是實際可以採用的，因而在這一波段裏，空腔共振器也就獲得了廣泛的應用。空腔共振器有著各種不同的形狀，如圓柱形、長方形等。在速調管內所採用的是特殊形狀的空腔共振器，空腔共振器的一個重要特性是品質因數很高，因為空腔共振器內的能量損失通常是很小的。首先，如果小孔（經過這些小孔在腔內激勵起振盪及使各腔與其他電路耦合）的尺寸很小，則能量輻射的損失也很小。其次，因為腔內沒有絕緣子，故其中實際上並無介質損耗。最後，也是最為重要的，是在共振腔內，金屬發熱的損失很小，因為腔內電流是沿著整個腔壁的內表面而流動：當頻率很高時，由於趨膚效應，電流便只在金屬的最表面一層上流動，所以有效電阻的數值，也就是說金屬發熱損失的數值，便不依從於導體截面的大小，而以其表面積的大小為轉移

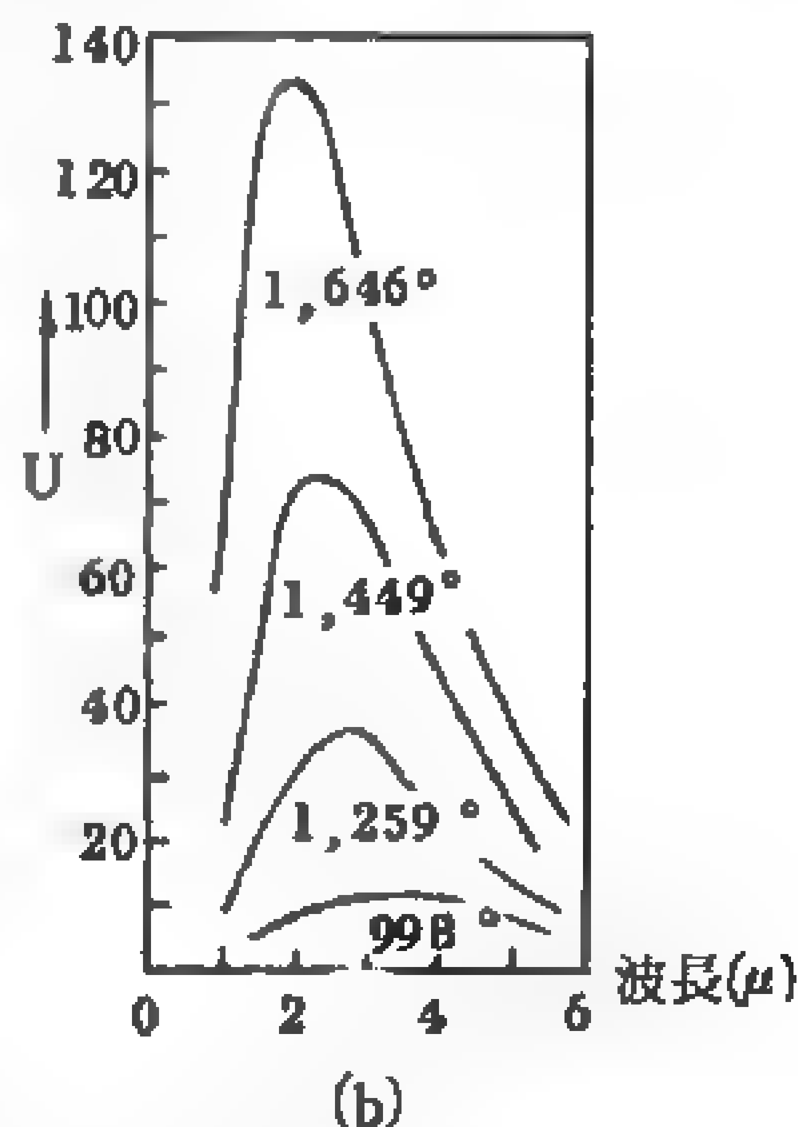
；但因爲空腔共振器的內表面比較大，故其中金屬發熱的損失比較小。由於上述特性，空腔共振器不只能在厘米波段代替振盪廻路（在厘米波段，一般的振盪廻路是不合用的），而且還能獲得振盪廻路即使在長波波段亦不能達到的很高品質因數。欲將空腔共振器進行調諧（改變其固有頻率），必須改變共振器的相應的尺寸。不過通常總是避免製造可拆開的活動共振器，因爲當空腔各部件間的接觸不夠良好時，能量損失要加大，品質因數要變壞。所以最常見的，是將空腔共振器作成彈性壁，因爲彈性關係，可使空腔發生一些變化，也就是可使共振器的固有頻率發生一些變化。這些變化不超出百分之幾的範圍，所以空腔共振器通常製成只適用於一定的頻率，而在此頻率附近，可以進行一些微調。在實用方面，只有較低的振盪模式才重要。於波長計和濾波器中，空腔共振器用作調諧元件的共振電路如微波電子管；也可用以產生大電場加速度調制電子管和線型加速器。

【空腔輻射】（Cavity radiation）

圖8—173(a)係示一牆壁爲絕熱的，空間爲任意形狀之空洞，當令輻射線由小孔射入，經幾次反射後，此輻射線可完全被其牆壁吸收，故可稱之爲黑體。假如熱輻射線由小孔射出，則稱之爲空腔輻射。陸末（*Lummer*）、浦林謝（*Prinsheim*）曾於1897—1899年測定空腔之輻射能光譜分佈狀態，其分佈情形，如圖8—173(b)所示。



(a)



(b)

圖8—173

由圖8—173(b)易知相當於最大輻射能之波長 λ_m，因溫度上升而漸次

縮短。根據陸末及浦林謝二氏之測定，λ_m 與絕對溫度的關係如下表所示，但最大能之波長 λ_m 之單位為1μ 。

λ_m 與絕對溫度 T 的關係

絕對溫度	λ_m	$\lambda_m T$	絕對溫度	λ_m	$\lambda_m T$
1,646	1.78μ	2,920	998.5	2.96μ	2,956
1,460.4	2.04μ	2,979	908.5	3.28μ	2,980
1,259.0	2.35μ	2,959	723.0	4.08μ	2,950
1,194.5	2.71μ	2,966	621.2	4.53μ	2,814

依此結果，可得如次公式

$$\lambda_m T = \text{定值}$$

因此實驗公式之理論計算首為維恩（*Wien*）提出，故稱之為維恩位移定律。

參閱"黑體輻射（*Black body radiation*）"條。

【空腔輻射體】（Cavity radiators）

茲以三種金屬塊各製一空腔，腔壁上鑽一小洞，三種金屬塊可為任何適當的材料，例如鎢、鉭和鉬。使各金屬塊熱至相同的均勻溫度（譬如2,000 °*K*），然後在暗室中由發出的光觀察各金屬塊，R 和 R_λ 的量度顯示：

1.自空腔內部放出的輻射恆比外壁放出者強，比較圖8—174中的二曲線，顯見鎢

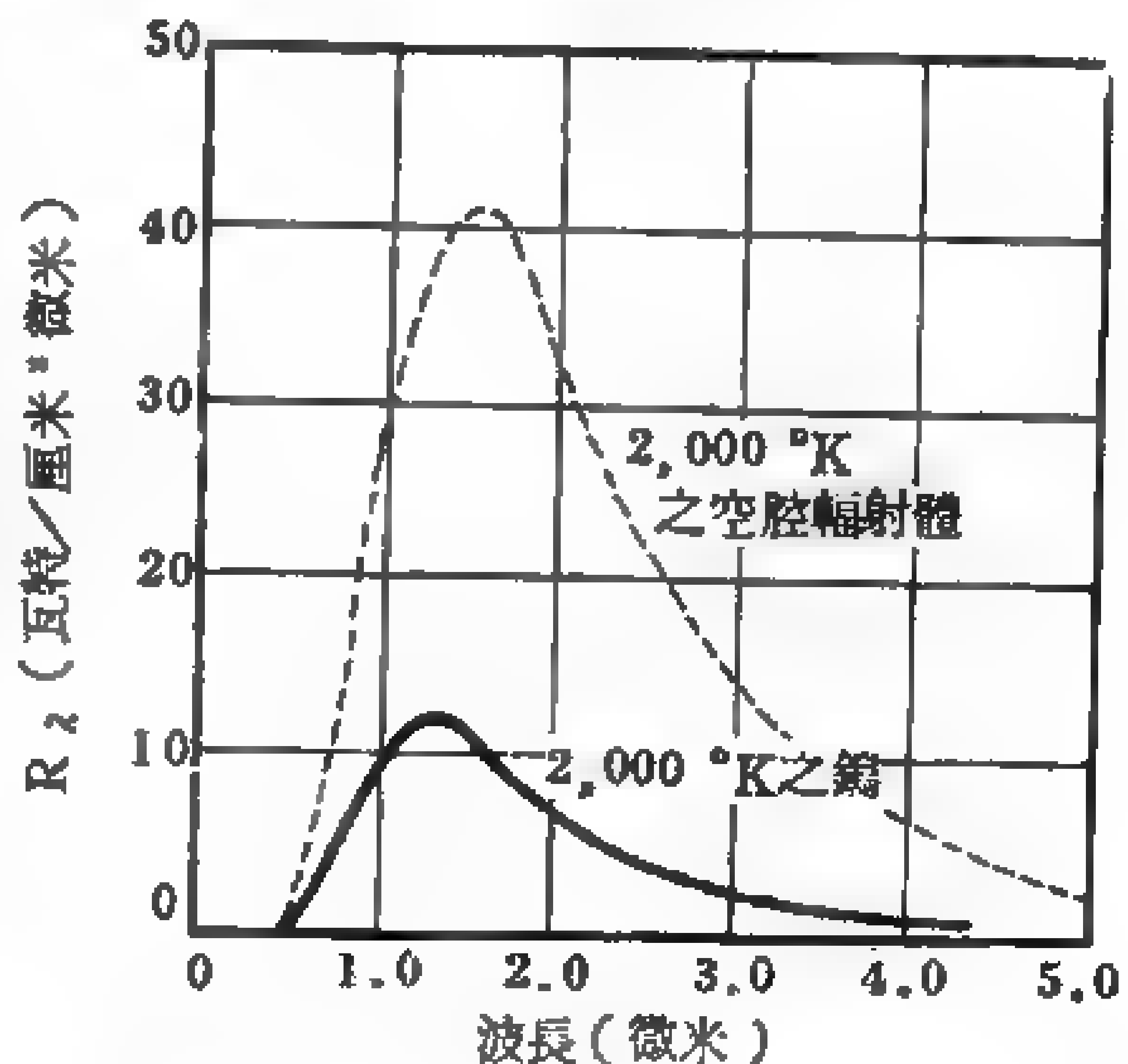


圖8—174

鎢在2,000 °K 時的光譜光耀度。虛線所示者為相同溫度之空腔輻射體的光譜光耀度。一微米（1 μ）＝10^{-6} 米＝10^4 Å

的此種性質。在2,000° K 時上述三種材料的外表面光耀度與空腔內部者之比各爲 0.259（鎢）、0.212（鉬）和 0.232（鉭）。

2. 在一定溫度時，即使三種輻射體外表面的光耀度不同，但腔內的光耀度均相同。在 2,000 °K 時，空腔光耀度（即腔內光耀度）爲90瓦特／厘米²。

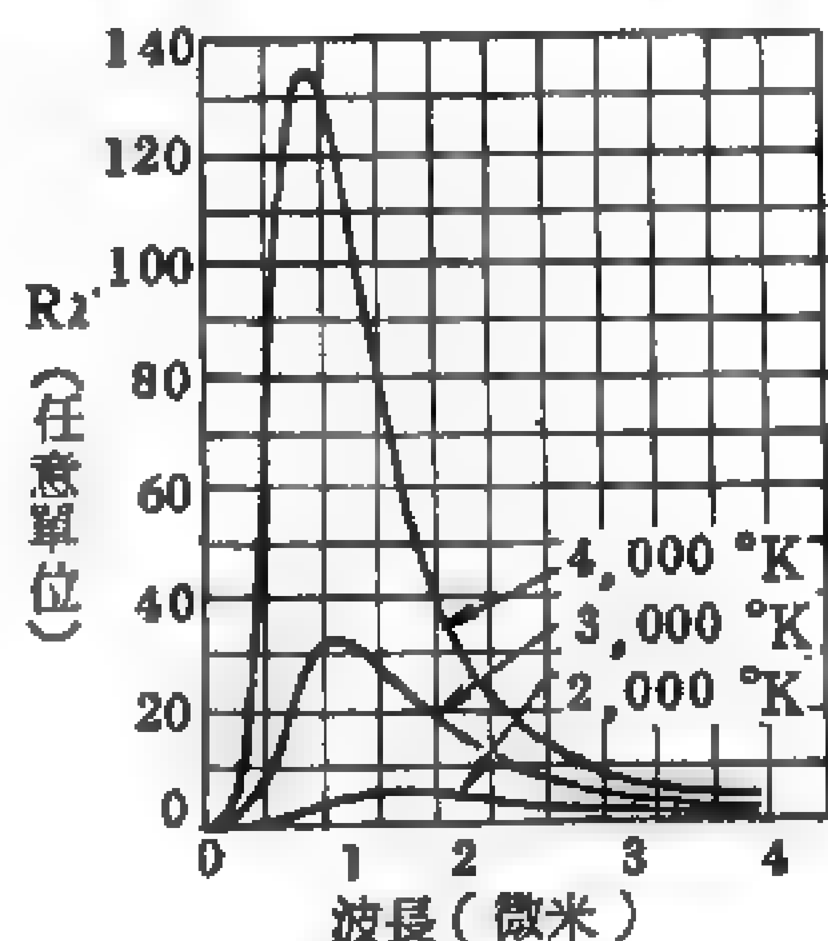


圖 8 — 175

在三種不同溫度時之空腔輻射的光譜光耀度。

3. 空腔光耀度 R_C，隨溫度變化的方式爲

$$R_C = \sigma T^4$$

與外表面的光耀度大不相同，式中 σ 是史特凡、波茲曼常數（*Stefan-Boltzmann constant*），其測定值爲 5.67×10^{-8} 瓦特／米² °K^4。相形之下，外表面的光耀度隨溫度的變化關係較複雜，且因物質種類而異，其關係常寫爲

$$R = e R_C = e\sigma T^4$$

e 爲發射率（*emissivity*），與物質和溫度有關。

4. 空腔輻射的 R_λ 隨溫度變化的情形，如圖 8 — 175所示，此等曲線只與溫度有關，而與空腔的材料、形狀和大小無關。



圖 8 — 176

白熾鎢管的圖片，壁上鑽一小洞，從小洞發出的輻射爲空腔輻射

圖8 — 176 陳示一眞實空腔，由中空薄壁的鎢筒構成，通以電流而加熱。鎢筒置於眞空玻璃泡中，在筒壁上鑽一小洞。由圖片上可見空腔內部的光耀度比腔壁的光耀度大。

上述有關空腔輻射的許多現象可由圖 8 — 177 推論而得，該圖陳示

由不同材料製成及任意形狀的二空腔，器壁溫度同爲T，自空腔A進入空腔B的輻射記爲R_A，反方向而行的輻射記爲R_B；若此二輻射的能量傳送率不相等，則合成體的一端溫度升高，另一端降低，違反熱動學(*thermodynamic*)第二定律，故應有

$$R_A = R_B = R_C$$

之關係，R_C 描述所有空腔的總輻射。

在圖8—177中各空腔不僅總輻射相同，且其輻射能量隨波長的分佈也相同。在兩空腔的開口間置一濾器，只許一狹窄範圍的波長通過即能證明上述之點，用同樣的論點，可證明應有

$$R_{\lambda_A} = R_{\lambda_B} = R_{\lambda_C}$$

R_{λ_C} 爲所有空腔的光譜光耀度特性。

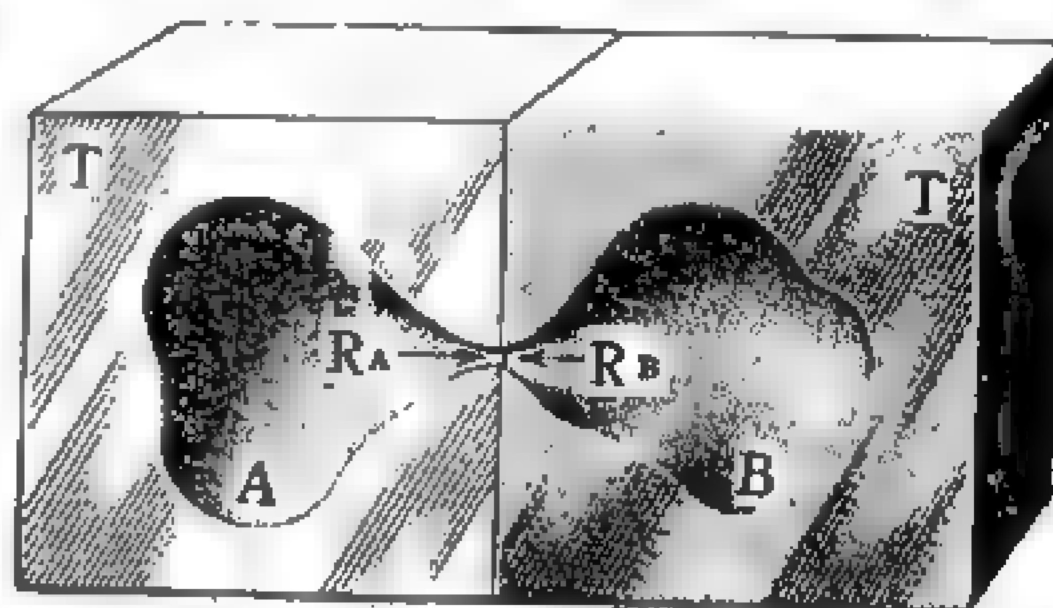


圖8—177
兩輻射空腔在相同溫度放在一起

【空隙】(Gap; Air gap)

兩個電極或兩個磁極之空氣隙。

【空隙種入組織劑】(Interstitial implanst)

一種固態或用膠囊裝的輻射源，做成種子狀、線狀或其他形狀，直接塞入所要照射的組織中。

參閱“短距離輻射治療 (*Brachtherapy*) ”條。

【肯氏法】(Campbell method)

一種測量低壓 ($10^{-4} \sim 10^{-2} mmHg$)的方法。

【肯涅利、赫維賽德層】(Kennelly-Heaviside layer)

電離層 (*ionosphere*) 中之E層，在地球表面上空55～90哩之間，但此高度隨四季氣候而變，此層可將頻率約爲20兆赫的信號，傳送到1,500哩外。在晚間E層，幾乎完全消失，因此，無法在晚間利用

E層作高頻率（短波）無線電通信。

【肯達黏性係數方程式】（Kendall equation for viscosity）

$$\eta^{\frac{1}{3}}=x_1\eta_1^{\frac{1}{3}}+x_2\eta_2^{\frac{1}{3}}$$

其中x是摩爾分量，η為黏性係數。

【花生管】（Peanut valve）

小型電子管。

【芮得柏能量】（Rydberg energy）

測不準原理（*uncertainty principle*）觀念雖然能適用於許多地方，但在某些分析上卻不很精確。此觀念與原子大小的決定，及電子輻射光線並作螺線運動，直到停在原子核上方止的古典說法有點關係。而此種螺線運動的說法就不符合量子力學的，因為這時我們會知道每一個電子在什麼地方，以及它運動得有多快。

假設有一氫原子，我們量度其電子的位置。我們必不能極準確地預測出電子在那裏，否則動量的散開（*spread*）會變成無限大。每一次我們注意看此電子，它是在某地方，但它有在其他不同地方的機率幅（*probability amplitude*），所以就有在其他不同地方被發現的機率。這些地方不能都在原子核上，我們假設我們有個大小為a數量級的位置散開。即電子到核的距離經常大約為a，我們現在要取原子能量的極小值，藉以求得a。

按照測不準關係式，動量的散開大約是h/a，所以如果我們想以某方式量度電子的動量，例如使它散射X射線，而尋找由一運動散射者產生的都卜勒效應（*Doppler effect*）。我們可預期它不會每一次都是零。但動量必須有$P\approx h/a$數量級的大小，即動能大約為$\frac{1}{2}mv^2=\frac{P^2}{2m}=\frac{h^2}{2ma^2}$。在某種意義上，這是一種因次分析法（*dimensional analysis*），用以找出動能是以何種方式取決於浦朗克常數，質量m及

原子大小。此外位能是負的 e^2 除以至中心的距離，即 e^2/a，e^2 是電子電荷平方除以 $4\pi e_0$。現在如果 a 變小，位能減小，但 a 愈小，由於測不準原理，所須之動量愈高，因而動能也就愈高。總能量是：

$$E = h^2/2ma^2 - e^2/a \qquad (1)$$

我們不知 a 是多少，但我們知道原子會調整它本身，以達成某種妥協，使得能量儘可能地小。爲了取 E 的極小值，我們將以（1）式對 a 微分，使導函數等於零，再解出 a。E 的導函數是

$$\frac{dE}{da} = -h^2/ma^3 + e^2/a^2$$

令 $\frac{dE}{da} = 0$，求得 a 值：

$$a_0 = h^2/me^2 = 0.528\,\text{Å} = 0.528 \times 10^{-10}\,m \qquad (2)$$

這個特別的距離，稱爲波爾半徑（*Bohr radius*），而我們因此得知原子有埃（*angstrom*）數量級的大小。

如果把（2）式的 a_0 代入（1）式求能量，它變成

$$E_0 = -e^2/2a_0 = -me^4/2h^2 = -13.6eV$$

負能量表示電子在原子內的能量，要比它是自由電子時來得少，也就是它被束縛著，要把電子踢出去是需要能量的。取得 13.6 eV 數量級的能量，就可游離氫原子，我們沒有理由相信它不是這個的2倍、3倍、一半或 $1/\pi$ 倍，因爲我們用了不嚴密的論證，使得出來的正巧是正確的數目。13.6 電子伏特，這個量稱爲一個芮得柏能量，它正是氫原子的游離能。

【芮得柏常數】（Rydberg constant）

氫原子光譜所有之頻率均可用芮得柏公式表示，即

$$\nu = Rc\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$$

R 即爲芮得柏常數，此常數亦在其他元素的譜線頻率公式中出現。依波

爾理論，R應爲

$$R=\frac{2\pi^2 me^4}{ch^3(1+m/M)}$$

式中m和e是電子的質量和電量，c是光速，M是原子核質量，h是浦朗克常數。因m/M很小，不同元素的R不會有多大改變。其最小的值在氫中爲109,677.591 波數，$M\to\infty$時爲R_∞(109,737.312±0.01)波數。

【芮得柏線系】(Rydberg series)

一元素之光譜線的波數$\bar{\nu}$(波長的倒數$1/\lambda$)可用

$$\bar{\nu}=R\left[\frac{1}{(n+a)^2}-\frac{1}{(m+b)^2}\right]$$

表示的線譜，稱爲芮得柏線系。式中R爲芮得柏常數，n及m爲正整數，且m＞n，a及b皆爲甚小數値　幾乎所有原子譜線系均包含於此線系中，例如當a及b均爲零時

n＝1

m＝2，3，………

即爲氫原子的來曼系(*Lyman series*)。若

n＝2

m＝3，4，………

則爲氫原子的巴耳麥系(*Balmer series*)。若

n＝3

m＝4，5，………

則爲氫原子的帕申系(*Paschen series*)。

【芳香族化合物】(Aromatic compounds)

含有類似苯(C_6H_6)之六角形環狀結構的分子及其衍生物。在環上的碳原子或其他原子(如氧、氮、硫、硼)皆有與分子平面垂直的

$2p\pi$軌道，這些軌道相互聯合構成極穩定的分子。芳香族化合物在可見光及紫外光部分有其特別的吸收光譜，乃π電子在不同的分子軌道中運動所產生者。對芳香族分子的結構及其光譜的正確解釋，乃是量子力學應用於化學系統最成功的例子之一。

分子量較小之芳香族化合物均具有特殊香味。其六角環上可用各種化學基團所取代生成各種形式的分子，廣用於醫藥、顏料、殺蟲劑、溶劑及高分子聚合物等方面。

【虎克】(Robert Hooke 1635—1703)

英國實驗物理學家，牛津大學畢業，所述之虎克定律，迄今仍爲公認的彈性理論。虎克定律謂彈性物體在其彈性限度內，變形的量(應變)與作用於物體的力(應力)成正比。超過彈性限度時，增加應力會使物體有永久變形，不能回復原狀。虎克又製成第一具格里哥望遠鏡(*Gregorian telescope*)，這是最早的反射望遠鏡；且最先用螺旋彈簧調整鐘錶。虎克興趣廣泛，常放棄許多成功有望但進度緩慢的實驗，半途而廢，使他人獲益。他曾陳述平方反比定律，且比牛頓還早認識重力定律的若干觀念。

【虎克定律】(Hooke's law)

在彈性限度內，各種應力與其相關之應變成正比，稱爲虎克定律。此定律只適用於彈性限度以內；如果超過了彈性限度，則應變的增加遠大於外力的增加，而不復成比例。

凡遵從虎克定律的彈性系統，其所施力F的大小，與伸長或壓縮量x的關係爲　　$F=-kx$

上式中k稱爲力常數(*force constant*)，負號表示力與伸長的方向相反。在研究分子振動光譜時，常以化學鍵伸縮及鍵角變化的力常數以計算分子振動的頻率。

【表瓦】(Apparent watt)

交流電路的電壓乘電流之積，包括了有效與無效的功率。

【表功率】(Apparent power)

有效與無效功率之和。

【表面色】(Surface color)

反射光有一部分自表面立即漫射；另一部分則深入少許而後反射。某種物質對某單色光可全部予以漫射使返，故在透過之光線中即不再有此種色光，而有表面色與透過色互異的現象。如金箔反射黃色光，而透過之光則呈藍綠色。銅箔的透過光亦爲藍色。

【表面污染】(Surface contamination)

某物表面被放射材料遺留或接觸到。

參閱"放射污染(*Radioactive contamination*)"條。

【表面波】(Surface wave)

表面波是一種單方向的波動，譬如在海面上或湖面上或扔一塊石頭在水中所形成的波。

未擾亂之液體表面爲平面而且呈水平，表面的擾動使表面下之所有分子均產生位移(圖8－178)；液體之每一體積基素均描劃一封閉路線，流體(*fluids*)之體

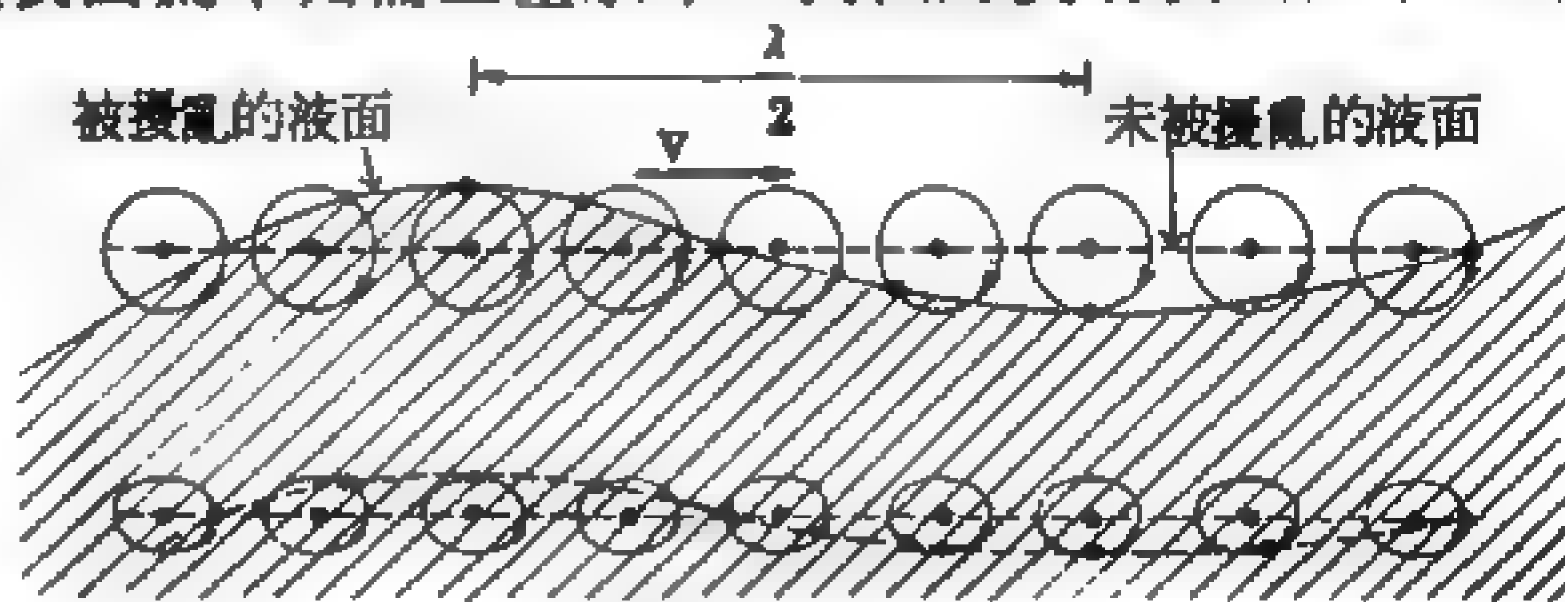


圖8－178
液體的表面波所產生的分子的位移

積基素之水平位移及鉛直位移之振幅通常隨深度發生改變，當然底面上之分子不產生任何鉛直位移，因爲它們不能離開底面。在液體表面上除了產生大氣壓力之力以外尚有某些力作用，一種是由於液體之表面張力(*surface tension*)，對表面上之基素產生向上之力與在絃中之情形一樣；另一種是未擾動之水平液面以上液體之重力。表面波之傳播速度爲

$$v=\sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}+\frac{2\pi T}{\rho\lambda}}$$

式中ρ爲液體之密度，T爲表面張力（以牛頓米$^{-1}$爲單位），g爲由重力所產生之加速度。此一形式僅限於當深度比較波長λ甚大時方能成立。

上式最特殊的性質是傳播速度決定於波長，因爲波長與其頻率及傳播速度之關係爲$\nu=v/\lambda$，故我們的結論是傳播之速度決定於頻率。

【表面阻力】（Skin resistance）

流體在邊界面上因爲黏滯性與速度梯度（*velocity gradient*）而引起之剪應力在表面上造成之切線阻力。

【表面阻擋層】（Surface barrier）

一種晶體管，它是利用阻擋層來替代接口的。

【表面能】（Surface energy）

液體表面在等溫時擴張單位面積所需的能量。

【表面張力】（Surface tension）

在日常生活裏，我們會發現液體的表面好像一層緊縮的薄膜一樣，例如將一根密度比水要大的針放在水面上，但它並不沉下去；小沙粒能浮於水面上。又如一小水滴，其形狀必成爲最小面積的球形。這些都表示液體表面有一種力量使其面積縮成最小，也就是說有一種抵抗表面積擴張的力量。

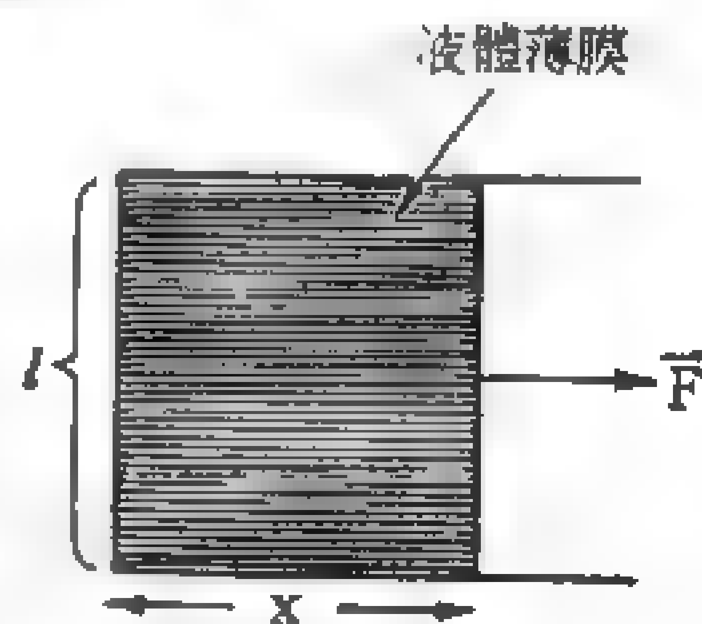


圖 8－179　表面張力的測量

這種力量我們稱爲表面張力。如圖 8－179所示，一個U形的框子，加上一根長爲l而可滑動的細棒，沾上液體膜，我們可以發現，如不加上$\vec{F}$力時，x會縮短，使細棒移動的力便是使液面縮成最小面積的表面張力，若我們加上$\vec{F}$力後，細棒成平衡狀態，設液膜作用於每單位長度細棒的力爲$\vec{T}$，$\vec{T}$稱爲表面張力，因爲有兩面液面，所以

$$\vec{F} = 2\vec{T}l$$

即

$$\vec{T} = \frac{\vec{F}}{2l}$$

利用這種方法，我們可以測出表面張力的大小；從實驗上知道，表面張力與液體的種類和細棒的種類皆有關。而且與溫度有關，溫度越高則表面張力越小，但與面積的大小無關。

在液體裏，分子間的距離相當接近，故此種吸引力就不可忽視。但一個分子在液體內受四周圍分子的吸引力，而分子吸引力是無向性的（平均來說），所以此分子在各方向所受的吸引力約相等，因此其所受的淨力等於零，所以在液內的分子其動能不受分子吸引力的影響，由運動論得知，其動能只與溫度有關。但在液面的分子，它在液面上下兩方向所受的力並不相等，它在液面上的部分受已氣化分子的吸引力，在液面下的部分仍受液內的分子吸引，因為氣化的分子密度較小而且與液面分子的距離遠大於分子力的範圍，故在液面的分子受一個往液內拉的力量，我們可以認為液內的分子在液面造成一個引力場。因此當液內分子到達表面時，因受此拉力的影響，其速率會減低，故其動能會減少，這情形正如，在地面往上拋一個東西的情形，此東西受地球的引力，其速率慢慢減小，即其動能減少，位能增加。故我們從能量的觀點來看，可以認為此分子到達表面時，其動能減少，位能增加。因此，若液體的表面越大，則在表面的分子越多，故其總位能越大。但在力學裏，我們知道一個質點系統在穩定平衡時，一定在最小的位能。所以液體若在平衡狀態時，則必使其面積最小，以使之有最少的位能，也就是說，它有一種縮小表面積的傾向，以使其保持平衡狀態。這就是表面張力的原因。

液體表面張力常以 γ 達因／厘米（*dyne/cm*）表示之。此值即勝過液體內向內之引力而增加一單位表面積所需之功，亦即相當液體單位表

面積所具有之能量。因此可用爾格／平方厘米（ *erg/cm²*）之單位表示之。影響此值之因素以溫度較爲重要。故測定時須記其測定溫度。一般記載之表面張力，係液體於某一定溫度，與其自身蒸氣或空氣接觸時之測定值。倘液體與另一互相不溶之液體共存時，其二液面間之張力與前值不同，稱爲界面張力（ *interfacial tension* ）。

【測定法之理論基礎】

表面張力之測定方法甚多，大別可分爲靜態方法（*static method* ）及動態方法（ *dynamic method* ）。後者於理論上及實際上均有難點，已有許多研究，但一般仍不太常用。現僅對前者加以詳述。

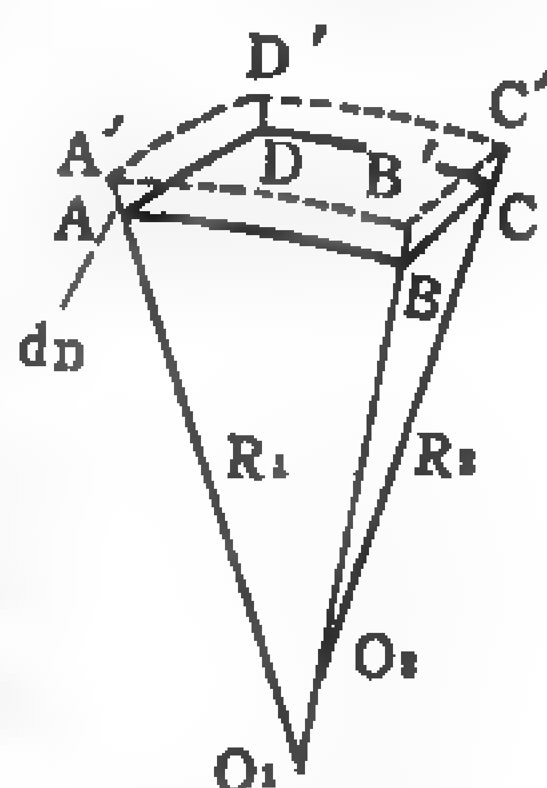


圖 8 — 180

於液體之彎曲表面，其凹面側所受壓力，較凸面側者大。若將彎曲面向凸面側平行移動時，其面積增大。而此增大面積所需之功，正可用曲面兩側之壓力差補給之。又此壓力差之大小因液體之表面張力及其曲面之曲率而定。

如圖 8 — 180設 $ABCD$ 爲一長方形曲面之小面積，將它向凸面側平行移動 dn 至 $A'B'C'D'$之位置。此時對於面 $A'B'C'D'$之垂線與對於面 $ABCD$ 者相同。設於 A 之垂線與於 B 垂線之交點爲 O_1，於 B 之垂線與於 C 垂線之交點爲 O_2。又弧 AB、BC 之曲率半徑各爲 R_1 、 R_2，則

$$\angle AO_1B = \frac{AB}{R_1} \qquad \angle BO_2C = \frac{BC}{R_2}$$

$$A'B' = AB + \frac{AB}{R_1}dn \qquad B'C' = BC + \frac{BC}{R_2}dn$$

故移動後彎曲面之面積爲 $\left(AB+\frac{AB}{R_1}dn\right)\left(BC+\frac{BC}{R_2}dn\right)$。

省略 $(dn)^2$ 項得 $ABCD\left(1+\frac{dn}{R_1}+\frac{dn}{R_2}\right)$

所以移動面$ABCD$時，對於自由表面能（*free surface energy*）γ所作之功爲：

$$\gamma\, ABCD\, dn\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$$

又設凹面側之壓力爲p_1，凸面側之壓力爲p_2。則由於壓力差所作之功爲：

$$(p_1-p_2)dn\, ABCD$$

上記之兩種應當相等：

$$\gamma\, ABCD\cdot dn\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=(p_1-p_2)dn\cdot ABCD$$

即

$$p_1-p_2=\gamma\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$$

若設兩曲率半徑相等　$R_1=R_2=R$，則

$$p_1-p_2=\frac{2\gamma}{R}$$

基於此原理之測定法有(1)毛細管上升法，(2)液滴重量法，(3)最大泡壓法等。此爲表面張力測定法中比較精確的方法。此外尙有基於另一原理之方法，即利用液體薄膜之生成或擴大之現象。輪環法即屬於此法。此法之精密度較差，但它具有簡單而迅速之優點。

純液體之表面張力之測定頗簡單。若爲溶液時，則其表面張力之性質較爲複雜。其測定值隨配製後放置時間而改變，直至溶媒與溶質間之吸著作用完全達到平衡後，始能有一定值，此值稱爲靜態表面張力，以與開始及中間階段中之動態表面張力分別之。純液體因無此變動現象，故其動態及靜態兩種測定值完全一致。

【溶質對於表面張力之影響】

溶質之加入，對於原有溶劑表面張力所引起之效應，因溶質種類而異。一般無機鹽類、多元醇及醣類等溶入水中時，若非有極大分量，則對於水之表面張力值影響甚微。此類物質稱爲界面不活性物質。下表及

圖8—181所示者爲食鹽水於18°C時之表面張力。一般無機鹽類水溶液，其濃度與表面張力之關係，大致如圖8—181所示，成直線關係者爲多

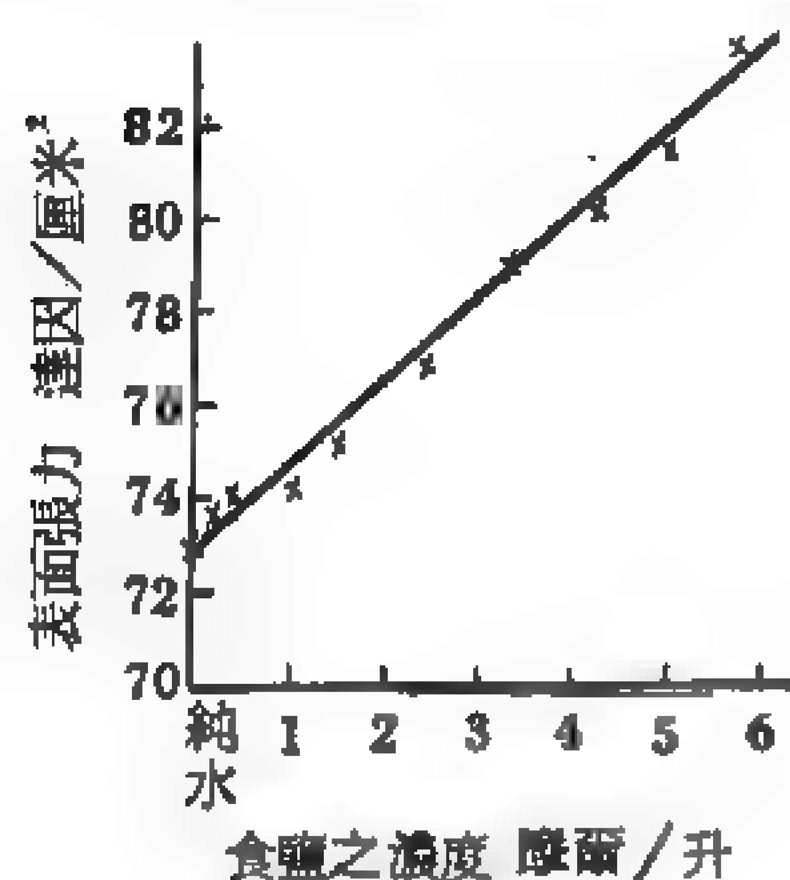


圖8—181

食鹽水溶液之表面張力(18℃)

食鹽之濃度 摩爾／升	表面張力 達因／厘米²
0	73.00
0.020	73.04
0.121	73.20
0.290	73.44
0.544	73.80
0.713	74.19
1.111	74.77
2.06	76.34
3.04	78.42
4.00	79.86
5.43	82.87

。硫酸溶於水時，表面張力上升。不過於某濃度時，則達最大值。又如鹽酸、硝酸、氨等溶於水時，其表面張力均稍減。另一類物質，只極少量溶於水中，即使表面張力極明顯之抑低，稱爲界面活性物質。一般有機化合物如醇類、醛類、酯類及酸類，均屬此類。如下表及圖8—182所示。於水內僅加少許酪酸，則其表面張力大減。相反地於酪酸內加入少量水時，其表面張力幾乎沒有變化。水與脂肪酸、水與酒精、水與肥皂之結果均與圖8—182所示者相似。即水之表面張力，急遽地降低。但有機物表面張力之上升，卻非常緩慢。有機物水溶液之表面張力，於同族化合物比較時，其分子量大者，對於表面張力之降下較顯著。尚有許多親水性膠質如蛋白質、樹膠、肥皂及皂素類等，其效應尤爲顯著。

溶質加入後，對原有表面張力值之升高或降低，視種類而定。凡對

於溶媒表現陽性吸著反應者，溶入後即聚集於溶液之表面。停放後常可抑低其表面張力值。如蔗糖爲其一代表物。若對於溶媒呈陰性吸著反應者，溶

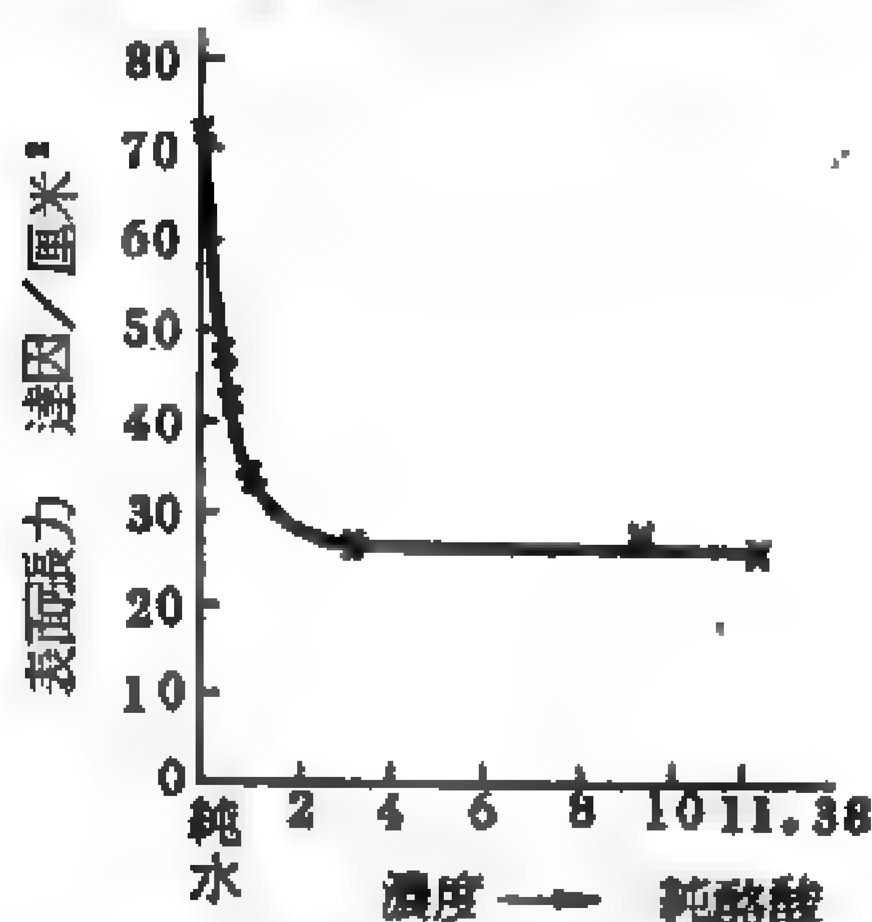


圖8—182
酪酸水溶液之表面張力（25°C）

酪酸水溶液之表面張力(25°C)

酪酸之濃度 摩爾／升	表面張力 達因／厘米²
0	72.0
0.01583	70.7
0.08247	60.7
0.2675	48.3
0.4353	42.3
0.9802	33.5
2.834	28.5
9.015	27.5
11.38 (純酪酸)	26.5

入後每有向下移動之傾向。於停置中常使其表面張力值逐漸增大。又溶質於液中以分子狀態分散存在者，其達到靜態平衡之時間甚短，數秒即可。但若爲親水膠質，或溶膠狀態之物質，要達到平衡所需之時間頗長，常需要數小時。

若有第二種溶質存在，則其濃度與表面張力間之關係更爲複雜。蓋表面張力，並非爲加成性之物理數值。故由測定多元混合物之表面張力，不能推測該混合物中各成分之含量。

【溫度對於表面張力之影響】

除了所謂的液狀結晶（*liquid crystal*）外，一般液體之表面張力，通常因溫度上升而減少。其降下率一般不太大（每1°降下0.5％左右）。若溫度範圍不太廣時，兩者之間大體成直線關係。但於液體之臨界溫度（*critical temperature*）附近，表面張力之下降漸次緩慢

。關於這方面曾有冉濟（*Ramsay*）及薛爾德（*Shields*）之實驗研究。范得瓦（*Van der Waals*）爲說明此實驗事實，根據相當狀態之理論提出下式：

$$\gamma = A\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^B$$

T 爲用絕對溫度表示之溫度，T_c 爲臨界溫度。A 爲與溫度無關且因液體而異之常數。B 爲與液體無關之常數（約爲1.23）。由上式得知當 $T = T_c$ 時，γ 爲零，此與實驗事實相符合。此式曾經弗格森（*Ferguson*）之詳細驗證，認爲 B 之值爲1.21。後來又經舒格登（*Sugden*）加以適當修正得下式。但如甲醇、乙醇、醋酸等之所謂會合液體，則不能適用下式：

$$\gamma = A\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{6/5} \qquad (1)$$

【表面張力、密度及溫度之關係】

麥克勞（*Mac leod*）發現液體之表面張力與密度間成立下式之關係

$$\gamma = C(d_l - d_v)^4$$

或

$$\frac{\gamma^{\frac{1}{4}}}{d_l - d_v} = C^{\frac{1}{4}} \qquad (2)$$

式中 d_l 爲液體之密度，d_v 爲與液體平衡蒸氣之密度，γ 爲同溫度下之表面張力，C 爲麥克勞常數，其值與溫度無關，而因液體種類而異，如下頁之表所示。

此關係對於正常液體於臨界溫度附近亦能成立。但如乙醇等之會合液體（*associative liquid*），則其麥克勞常數，因溫度上升而稍增。

由(1)及(2)式消去 γ 則得密度與溫度之關係式

$$d_l - d_v = \left(\frac{A}{C}\right)^{\frac{1}{4}}\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{10}} \text{或} \quad d_l - d_v = D_0\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{10}} \qquad (3)$$

設液體之分子量為M時，$\frac{M}{d_l}$為液體一克分子之體積，即分子容。$(\frac{M}{d_l})^{\frac{2}{3}}$則代表1克分子之液體視為立方體時，其一個面之表面積。一般言之表面與其容積之$\frac{2}{3}$次方成比例。所以$\gamma(\frac{M}{d_l})^{\frac{2}{3}}$必與一克分子之表面能成比例。此稱為分子表面能（*molecular surface energy*）。若(3)式之兩邊乘以物質之分子量M，並變形之，得

$$\left(\frac{M}{d_l-d_v}\right)^{\frac{2}{3}}=\left(\frac{M}{D_0}\right)^{\frac{2}{3}}\frac{1}{\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{2}{3}}}$$

上式各邊與（1）式各邊相乘，得

$$\gamma\left(\frac{M}{d_l\quad d_v}\right)^{\frac{2}{3}}=\frac{AM^{\frac{2}{3}}}{D_0^{\frac{2}{3}}}\left(1-\frac{T}{T_c}\right)=\frac{AM^{\frac{2}{3}}}{T_cD_0^{\frac{2}{3}}}(T_c-T)$$

麥克勞常數

苯		氯苯		四氯化碳		乙醇	
$T°C$	$C^{\frac{1}{4}}$	$T°C$	$C^{\frac{1}{4}}$	$T°C$	$C^{\frac{1}{4}}$	$T°C$	$C^{\frac{1}{4}}$
20	2.638	12	2.166	20	1.429	20	2.755
60	2.647	81	2.176	40	1.432	80	2.797
90	2.646	123	2.176	90	1.433	110	2.785
120	2.643	180	2.172	120	1.431	140	2.817
150	2.650	210	2.166	150	1.425	170	2.828
180	2.641	240	2.168	180	1.429	200	2.845
210	2.651	270	2.169	210	1.444	230	2.891
240	2.657	300	2.202	240	1.419		
270	2.739	320	2.210	270	1.405		
280	3.372	333	2.299				
$T_c=288.5$		$T_c=359.2$		$T_c=283.1$		$T_c=243$	

設 $$\frac{AM^{\frac{2}{3}}}{T_c D_c^{\frac{2}{3}}} = \alpha$$

則 $$\gamma\left(\frac{M}{d_l - d_v}\right)^{\frac{2}{3}} = \alpha(T_c - T) \qquad (4)$$

此關係爲由片山正夫(*Katayama*)博士首先提出。此式於臨界溫度附近下，亦與實驗值相符合。若(4)式中忽略 d_v 時

$$\gamma\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}} = k'(T_c - T) \qquad (5)$$

此式爲厄特弗(*Eötvös*) 基於相當狀態之理論所提出之式。k' 爲與液體種類無關之常數。後來經冉濟及薛爾德之研究，修正(5)式得下式

$$\gamma\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}} = k(T_c - T - \delta) \qquad (6)$$

但 δ 爲物質特有之常數，大約爲近於6之值。k 爲與液體種類無關之常數，稱爲冉濟、薛爾德常數，其值大約爲2.12。

下表所示者爲數種正常液體對於冉濟、薛爾德及片山正夫式之驗證結果：

冉濟、薛爾德及片山正夫式之常數

物　質	k	δ	α
苯	2.1043	6.5	2.0359
氯苯	2.0770	6.3	2.0193
四氯化碳	2.1052	6.0	2.0435
乙醚	2.1716	8.5	2.0504
醋酸丙酯	2.2256	6.7	2.1467
蟻酸甲酯	2.0419	5.9	1.9682
	平均2.1209		平均2.0440

苯之表面張力

溫度	γ	$\gamma\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}}$	$2.1043(T_c-T)$	$2.0359(T_c-T)\left(\frac{d_l-d_v}{M}\right)^{\frac{2}{3}}$
80°C	20.28	425.1	425.1	20.20
120	15.71	341.6	340.9	15.69
160	11.29	256.9	256.7	11.31
200	7.17	172.5	172.5	7.22
240	3.41	89.0	88.4	3.47
280	0.29	9.0	4.2	0.36
288.5（臨界溫度）	0	0	−13.7	0

表之第三列為分子表面能。第四列為由冉濟等式計算所得之分子表面能。第五列為由片山正夫式所得之表面張力。

【表面張力與分子會合】

將冉濟、薛爾德之（6）式，對於溫度微分之，得

$$-\frac{d}{dT}\left[\gamma\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}}\right]=k$$

設於相異溫度T_1、T_2時之測定值各為γ_1、γ_2、d_{l1}、d_{l2}

則 $$k=\frac{\gamma_1\left(\frac{M}{d_{l1}}\right)^{\frac{2}{3}}-\gamma_2\left(\frac{M}{d_{l2}}\right)^{\frac{2}{3}}}{T_2-T_1}$$

一般正常液體之k為恆值2.12。但對於某些液體，如水、醇類、醋酸等，其值均較2.12小。如下表所示。此係因此類物質之液體分子量與氣體分子量相異。即其液體時之分子係由數個於氣體時之分子相聚而成。因此由冉濟、薛爾德式 $\gamma\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}}=2.12(T_c-T-6)$

所得之M，應較自化學式計算所得之分子量大一或數倍。所以如將未起聚合之單一分子量代入(6)式，則所得之k必較正常之值2.12小。如上述，於

物　質	溫　　度	k
水	0～140°	0.87～1.21
乙　醇	16～78°	1.08～1.17
醋　酸	16～132°	0.90～1.07
丙　酮	17～78°	1.82
酚	46～184°	1.68～1.90

液體內數分子相聚成為一分子之現象，稱為分子會合(*molecular association*)。其會合分子中所含之平均分子數，稱為分子會合度。若以

常數與會合度

物　　質	k	x
苯	2.10	1.01
硝基苯	2.23	0.93
乙醚	2.17	0.98
四氯化碳	2.11	1.02
水	1.04	2.94
甲醇	0.93	3.44
乙醇	1.08	2.75
醋酸	0.98	3.18
二苯甲酮	2.90	0.63
三苯胺	3.50	0.47
硬脂酸戊酯	3.82	0.41

x表之，則分子量為xM，則

$$-\frac{d}{dT}\left[\gamma\left(\frac{xM}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}}\right]=2.12$$

但若其實測值為k（未加以上述之補正），則

$$\frac{d}{dT}\left[\gamma\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}}\right]=k$$

由上面二式得 $$x=\left(\frac{2.12}{k}\right)^{\frac{3}{2}}$$

上表所示者，爲幾種物質之 k 及 x 值。關於各種物質之 k 值，曾有傑格（*Jaeger*）、瓦耳登（*Walden*）及史文尼（*Swinne*）等之研究。

【表面張力與構造式】

由史契弗（*Schiff*）之研究，得知多種物質之化學構造式，與該液體之表面張力間有一定關係。即多種有機液體於沸點時之表面張力與分子容之積具有加成性。此後本內特（*Bennett*）及米契爾（*Mitchell*）認爲全表面能與分子容之 $\frac{2}{3}$ 次方之乘積

$$\left(\gamma-T\frac{d\gamma}{dT}\right)\left(\frac{M}{d_l}\right)^{\frac{2}{3}}$$

具有加成性。

又舒格登（*Sugden*）將麥克勞之表面張力與密度之關係式，$C^{\frac{1}{4}}=\frac{\gamma^{\frac{1}{4}}}{d_l-d_v}$ 之兩邊各乘以物質之分子量 M。因 C 爲與溫度無關之常數，故 $C^{\frac{1}{4}}$ 與該物質分子量之乘積，亦爲與溫度無關之物質固有恆數。命名爲對容（*parachor*），以 P 表之

$$P=\frac{M}{d_l-d_v}\gamma^{\frac{1}{4}}=MC^{\frac{1}{4}}$$

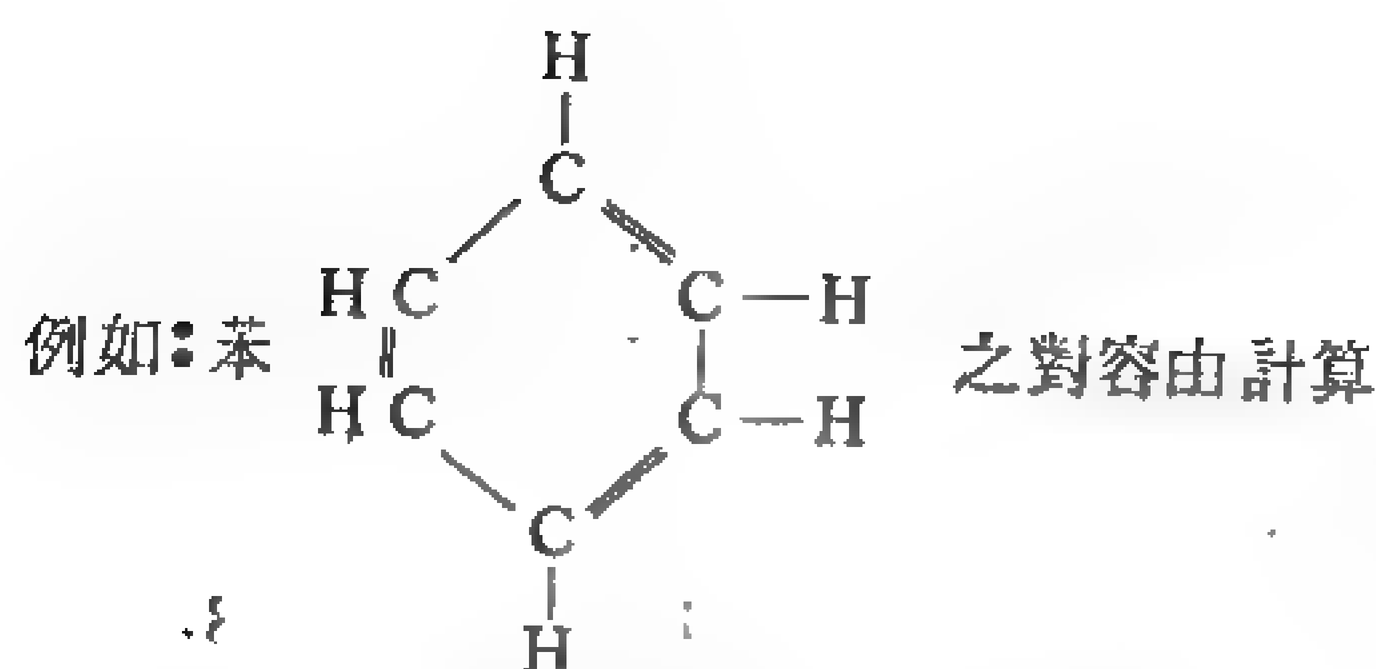
此值不因溫度而變，且具有加成性及構造性。因飽和蒸氣之密度 d_v 一般較液體密度 d_l 甚小

故 $$P=\frac{M}{d_l}\gamma^{\frac{1}{4}}=V\cdot\gamma^{\frac{1}{4}}$$

V 即爲液體之分子容。於表面張力等於 1 之溫度下，分子容與對容相等。

下表所列者，爲同族化合物之對容。由此表得知分子式相差 CH_2 時，其對容平均差 39。

例如：苯



之對容由計算

$C_6 = 6 \times 4.8 = 28.8$

$H_6 = 6 \times 17.1 = 102.6$

三個雙鍵結合

$= 3 \times 23.2 = 69.6$

六圜 $= 6.1$

207.1

與由前表所得之值 206.6 大致相符合。

【表面張力於流體力學中的效應】

表面張力亦可應用於流體靜力學（*Fluid statics*），表面張力本是分子力的表現，這在上面已說過其發生的原因了。現僅討論表面張力的現象應用於流體靜力學之情形。

由於表面張力的關係，一個肥皂泡或一個水珠的內外壓力會不相等，這個問題我們必須先看肥皂泡的情形，設肥皂泡裏面的壓力爲 P_i，外面壓力爲 P_o，如圖 8—183所示，就其半球形的液體而言（由於對 z 軸的旋轉對稱）；P_i, P_o 作用於上面的合力，只有 z 分量不爲零，而等於

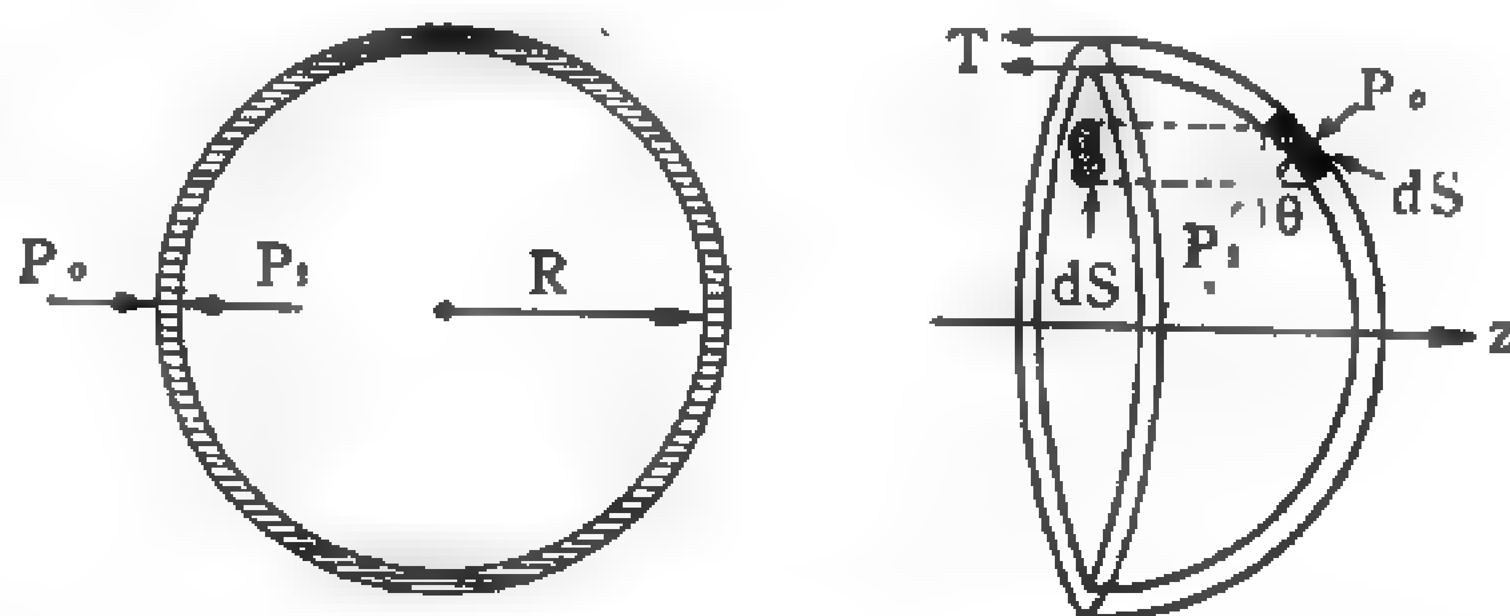


圖 8—183　肥皂泡內外壓力的差

$$\int (P_i - P_o)\, dS_z = \int (P_i - P_o)\, dS\cos\theta = \int (P_i - P_o)\, dS'$$

dS' 爲面積單元 dS 在 XY 平面上的投影，所以由於壓力差加在肥皂膜上的力是　$F_z = \int (P_i - P_o)\, dS' = (P_i - P_o)\pi R^2$

同族化合物之對容

碳氫化合物			酸或酯		
化學式	P	ΔP	化學式	P	ΔP
C_2H_6	110·5		$C_2H_4O_2$	138·1	39·2
C_3H_8	150·8	40·3	$C_3H_6O_2$	177·3	38·8
C_6H_{14}	270·1	39·8×3	$C_4H_8O_2$	216·1	38·8
C_7H_{16}	309·3	39·2	$C_6H_{12}O_2$	293·8	38·8×2
C_8H_{18}	345·0	35·7	$C_7H_{14}O_2$	332·3	38·5
$C_{10}H_{22}$	424·2	39·1×2	$C_9H_{18}O_2$	409·6	38·6×2
C_6H_6(苯)	206·6				
C_7H_8(甲苯)	246·2	40·0			

下表所示者，為各種原子及構造之對容：

元素或構造之對容（c. c.）

元素	對容（P）	元素或構造	對容（P）
碳（C）	4·8	砷（As）	50·3
氫（H）	17·1	錫（Sn）	56·7
氮（N）	12·5	酯之氧（O_2）	60·0
磷（P）	37·7	雙鍵結合（=）	23·2
氧（O）	20·0	三鍵結合（≡）	46·6
硫（S）	48·2	三圜	16·7
氟（F）	25·0	四圜	11·6
氯（Cl）	54·3	五圜	8·5
溴（Br）	68·0	六圜	6·1
碘（I）	91·0		
硼（B）	16·4		

而表面張力作用半球體的合力爲

$$2T \cdot 2\pi R$$

由靜力平衡條件

$$(P_i - P_o)\pi R^2 - 4\pi RT = 0$$

故
$$P_i - P_o = \frac{4T}{R}$$

因此，泡愈小時，內外壓力差愈大。

就水珠而言，只有一個表面，如圖8—184所示。如果水珠很小，其本身的重量可以不計，則用和上面類似的作法，可得

$$P_i - P_o = \frac{2T}{R}$$

唯水珠的體積如果太大時，表面張力克服不了水珠的重力，因此，就不能成爲圓球的形狀了。

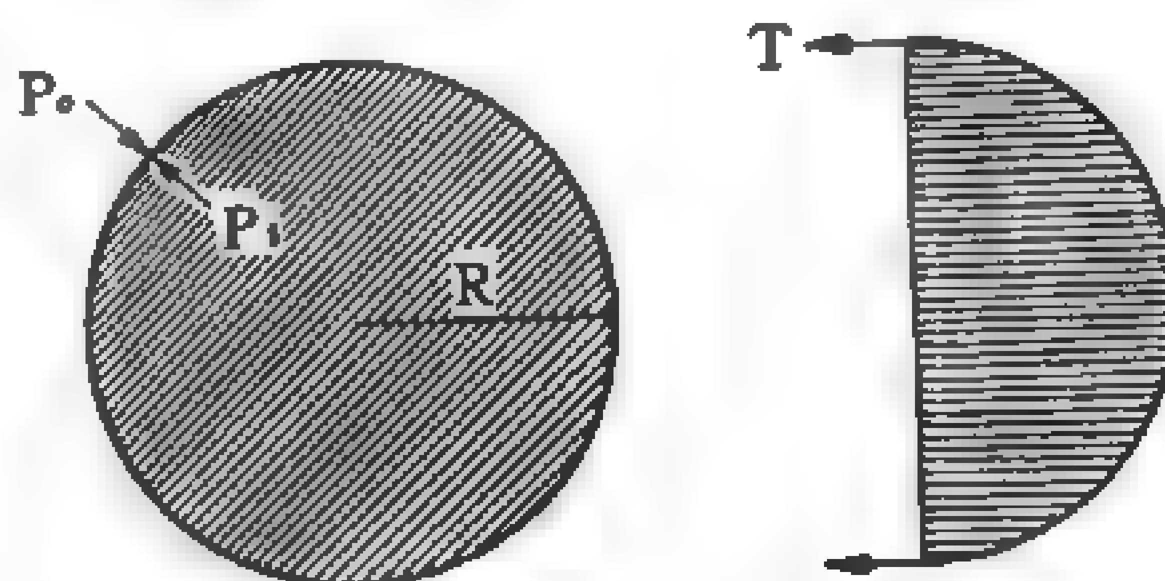


圖8—184 水珠內外壓力差

【表面張力波】（Capillary wave）

在兩流體（通常一爲液體，一爲氣體或低壓蒸汽）之間的分界自由表面上出現有形變波動。這種表面波動區分爲兩種：一爲由重力引起的，稱爲重力波；一爲由表面張力引起的，稱爲表面張力波。

【表面張力所生之現象】（Phenomena of surface tension）

液體之表面張力，不僅隨物質而異，且視接觸於液面之物質種類如何而不同，液體之表面張力最大者爲水銀，水次之；酒精及油等之表面張力較水爲甚小；酒精與水之混合液表面張力更小 以洋油滴於水上，則洋油立即擴散於水之表面，是因表面張力之作用。如圖8—185，a爲滴落於水上之油滴，b c d爲油與水接觸之表面，此表面恆欲收縮，故

b d之部分，被牽引而向 t 之方向，又油與空氣間之表面張力，將b d部分向 t_1之方向牽引，水與空氣間之表面張力，將b d部分向 t_2之方向牽引，於此三力中，水與空氣間之表面張力最大，故油滴被牽而向 t_2之方向進行，遂擴散於液之表面。

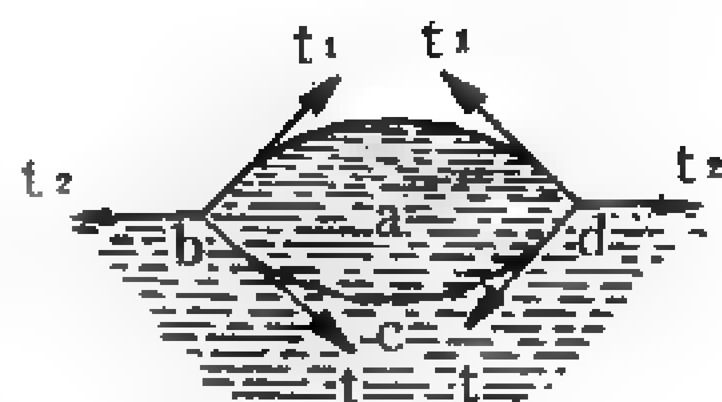


圖 8－185

【表面密度】(Surface density)

導體視其形狀如何，其上各部分所分配之電量不同，故比較導體的各部分之電量如何時，非求其單位面積上所有之電量不可，導體之單位面積上所有之電量，謂之表面密度。

【表面復合】(Surface recombination)

物質表面離子的復合或中和是非常複雜的現象，通常物質表面第三者的作用，接收復合時的過剩能量。

【表面漏電】(Surface leakage)

電流通過絕緣物之表面，其損失常大於直接通過絕緣物。

【表面膜】(Surface film)

關於表面膜的研究，是物理化學中很有趣的一支。這種膜的重要例子有三：

1. 與本身的蒸汽成平衡的液體上表面。

2. 伸展在金屬線架上的肥皂泡或皂膜，它有兩個表面膜，膜間有少許液體。

3. 浮在水面上的薄層（有時候只有單分子厚）油膜。

表面膜有點像張緊的膜（ *membrane* ）。膜上任一假想線之一側的表面，對另一側施以垂直於該線的一種力，這力與另一側對它所施的力大小相等，方向相反。垂直地作用於單位長度之力叫做表面張力（ *surface tension* ）。敍述下列三個坐標，便可對一個表面膜作一番適當的描述：

1. 表面張力γ，以達因／厘米為單位。

2. 膜的面積A，平方厘米。

3. 理想氣體溫度θ。

處理表面膜時，併附的液體須視為系統的一部分。不過，無需引入合成系統的壓力和體積，便能如此處理，因為壓力是一定的，而體積變化量則是可以略去不計的。與本身的蒸汽平衡的純液體表面，具有特別簡單的物態方程式（*equation of states*）。實驗顯示，這種膜的表面張力和面積無關，僅僅是溫度的函數。就多數純液體來說，物態方程式可寫做

$$\gamma = \gamma_0\left(1 - \frac{t}{t'}\right)^n$$

其中γ_0是$0°C$時的表面張力，t'是臨界溫度以內數度的溫度，n則是介於1和2之間的一個常數。由這式子可以看出，t增加時，γ減少，而在$t = t'$時變成零。

水面上單分子層油膜的物態方程式特別有趣。若以γ_w表示淨水表面的張力，而γ代表敷上單層後的表面張力，則在A值的有限範圍內

$$(\gamma - \gamma_w)A = 常數 \times \theta$$

$\gamma - \gamma_w$這個差有時候被稱做表面壓力（*surface pressure*）。這種膜可被壓縮，也可以膨脹，並且在把它敷蓋在玻璃上面時，具有有趣的光學性質。

【表面摩擦】（Skin friction；Surface friction）

流體（*fluid*）在物體外面的一點上的正切分力。

【表面雜音】（Surface noise）

拾音器因唱片表面不規則而引起之雜音。

【表觀星等】（Apparent magnitude）

表觀星等代表一顆星在地球上觀測者眼中的亮度，用數學式表示：

$$M_0(\text{表觀星等}) = -2.5 \ \log_{10}\left(\frac{I}{I_0}\right)$$

其中I_0是一顆標準星(織女星*Vega*)的亮度，I是要觀測的星的亮度。所以愈是亮的星，它的星等愈低愈負，愈是暗淡的星，星等愈高愈正。下表列示一些普通天體的表觀星等。

一般天體的表觀星等

天體	表觀星等
太陽	−26.7
滿月	−12.2
白晝可見的星	<−4
金星	−4
土星以內的內層行星	−2～−4
肉眼可見的星	<+5
200吋望遠鏡可見的星	<+22

星等(*magnitude*)是天文學中表示亮度的單位。分爲表觀星等與絕對星等(*absolute magnitude*)兩種。其來歷甚早，相傳始於西元150年的多祿某(*Ptolemy*)，那時當然沒有光度計等精巧儀器，故只好由肉眼判定星座的明暗，而人類肉眼的感覺和眞正亮度的對數值成正比，多祿某等古代天文學家以天上常見的幾顆亮星作標準爲一等星，看起來比它們暗一倍的做二等星，比二等星更暗一倍的做三等星，如此類推。在視覺上明暗差一倍的，事實上亮度要差2.5到3倍，故後人爲沿用早期星圖，乃用定義的方式將星等用上述公式表示之。

表觀星等是觀測者眼目中的亮度，故離得愈近的星，星等愈負，譬如太陽只是一顆極普通的星，但因爲離得近，所以星等高達負26.7。絕對星等代表星球本身的眞正亮度，是一顆星在十秒差之外應該有的亮度，所以星球的絕對星等和它的表觀星等間的關係是：

M（絕對星等）$= M_0$（表觀星等）$- 2.5 \log_{10}(\frac{星球的距離}{十秒差})^2$

太陽雖然看起來如此亮，它的絕對星等只有 4.72，換句話說，搬到十秒差之外，我們的肉眼剛好看得見而已。大多數看得見的星球，絕對星等都在±5之間。而超新星（*supernovae*）爆炸時絕對星等達到 −17、−18，決不是在尋常情況下的星球所能望其項背的。

表觀星等爲赫協爾（*Herschel*）所定之測定法。乃將星等的差異，分成相等的階段，每相差一星等的兩個星，則亮度相差的因數（光度比）爲2.512，卽爲100的五次方根。如兩星的表觀星等爲 m_a 和 m_b 及其相當的表觀光度爲 l_a 和 l_b，若

$$m_a - m_b = +5$$

則 $$l_b = 100 \times l_a$$

又若 $$m_a - m_b = +1$$

則 $$l_b = 2.512 \times l_a$$

下表爲表示星球等級自 0 至 20 的光度比：

星　等　的　尺　度

$\Delta m = m_a - m_b$	l_b / l_a
0	1.00
0.5	1.585
1.0	2.512
2.0	6.31
3.0	15.85
4.0	39.80
5.0	100.00
6.0	251.20
7.0	631.00

$\Delta m = m_a - m_b$	l_b / l_a
10.0	10,000
15.0	1,000,000
20.0	100,000,000

如已知二星的星等差別，則由表可算出任何二星亮度之比，例如，半人馬星座α星（*Alpha-centaurus*）和最暗的星（用200吋望遠鏡測得）的差別爲24，即5＋5＋5＋5＋4星等，即其亮度之比爲100×100×100×100×40，或4×10^9：半人馬星座α星比現在可能觀測到最暗的星球亮度要大四十億倍。

表中0點是任意定的；這是國際同意原來規定將北極星（*Polaris*）星等規定爲＋2.0。但此星爲一變星（*variable stars*），其亮度有微小的變動;故現在星的0等是用其他亮度經準確測量的星而決定的。一顆星比北極星暗2.512倍，則其星等比北極星的多＋1，半人馬星座α星比北極星亮6.31倍；故其星等用一小的數目表示，又因6.31相當於2星等之亮度差，故半人馬星座α星與北極星相差的星等爲＋2.0－2＝0。在另一方面，天狼星（*Sirius*）比北極星的亮度大25倍（即1.585×15.85倍），即相當於星等差數0.5＋3.0＝3.5；故天狼星的星等爲＋2.0－3.5＝－1.5。太陽的表觀星等爲－26.73；因此比北極星亮度大28星等（5＋5＋5＋5＋5＋3），故其亮度爲北極星的100×100×100×100×100×15.85倍。同理能測得之最暗的星約比太陽光度暗10^{20}倍。

【表觀深度】（Apparent depth）

因光在不同介質中有折射現象，而引起的視覺誤差。由光疏介質觀察光密介質內的物體，會產生上升感覺。反之，由光密介質觀察光疏介質的物體，則有下沉之感。表觀深度 i 與實際深度 o 的關係是

$$\frac{i}{o} = \frac{n_2}{n_1}$$

式中 n_1 及 n_2 分別爲物體所在介質與觀察者所在介質對光的折射率。

【近日點】(Perihelion)

天體在其軌道上最接近太陽之點；最遠太陽的一點叫做遠日點(*alphelion*)。

地球公轉的軌道是一個橢圓，太陽在焦點的位置，所以地球和太陽的距離隨時間的變化而有增減，它們的平均距離是149,450,000 公里；每年一月一日地球在近日點，七月四日在遠日點。因爲一月三日到七月四日，地球與太陽的距離一天比一天遠；從七月四日到一月三日，地球又一天比一天靠近太陽。就平均情況來看，每24小時地球與太陽間的距離，大約要變化30,000公里，如果從日出到中午，算作四分之一天，在這段時間裏，地球跟太陽間的距離，大約平均要變化7,500公里。地球公轉的速度在近日點附近大，在遠日點附近小；平均爲每秒30公里。

【近地點】(Perigee)

月行橢圓軌道至距地最近時之點。地爲橢圓之一心，月循橢圓而行，當距地六十四萬零八百二十里時爲近地點，距地七十三萬一千五百里時爲遠地點。

【近似自由電子模型】(Nearly free electron)

對於一大群電子，不可能得到其運動方程式的完全解，也就不可能完全描述任一電子的運動。一般簡化的方法是將電子看作獨立運動的個體，電子之間沒有作用力，結果變得非常簡單，這就是所謂自由電子模型。例如金屬晶體中，原子的最外層電子常被視作自由電子，只須加上邊界條件使電子不致跑到晶體外即可。但此模型太簡單也太不眞實，因此就有近似自由電子模型出現。在這個模型的假定之下，金屬晶體中的

正離子對電子的週期性作用力是當作微擾而修正自由電子模型，結果相當滿意。雖然這模型並不能成功地描述所有的晶體，但從其結果能看出晶體中電子的能量呈能帶分佈，這是此模型成功之處。

【近星點】(Periastron)

於二連心之運動，一以它爲焦點化橢圓之軌道，其最與焦點接近之點爲近星點。

【近視】(Myopia)

眼睛近視是遠點不在極遠處的現象。其成因是眼珠曲度太大，或眼珠至網膜的距離過長，以致在遠處之物體不能求像於網膜上而像落於網膜前。近視眼之明視距離，較健康者小，又其明視距離愈小者，近視愈甚。矯正法是配戴凹透鏡眼鏡。

【近視眼鏡】(Spectacles for short sighted eye)

爲了矯正近視眼所戴用的眼鏡。

近視者如不使用近視眼鏡，則對遠距離之物件，根本看不清楚，因其所看物件S之像，乃現在網膜前方S_1處如圖8—186，而只有極近處之物件，方能投像在網膜上。近視者的近點(*near point*)較正常人爲近，所以能看見正常人需要放大鏡才看得清的東西。在看遠距離物件時，近視者的眼珠之焦距應予放大，亦即於眼前加上一副發散透鏡(即凹透鏡) L，如圖8—187所示。

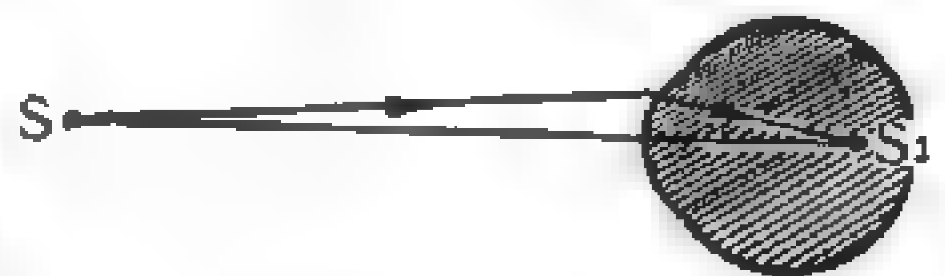


圖8—186　近視眼

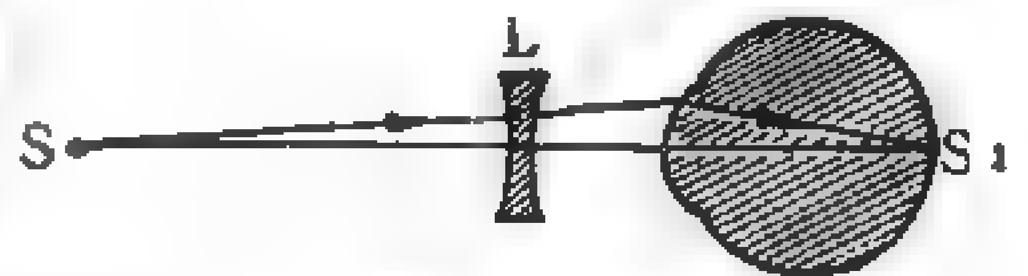


圖8—187　眼鏡對近視眼的作用

【近軸單面方程式】(Paraxial single-surface equation)

對一分開二介質的球形光面

$$\frac{n}{s}+\frac{n'}{s'}=\frac{n'-n}{r}$$

其中 n、n′爲折射率，s與s′爲面頂到物與像的距離，r 是球面曲率半徑。

【近點】(Near point ; Punctum proximum)

由外物 AB 發生的光線，進入瞳孔，經虹膜的伸縮調節，使射入的光量適當後，經晶狀體的折射，集光於網膜上，成一倒立實像 $A'B'$，如圖 8—188，此時視神經受其刺激，傳達於腦，即知正立物體的存在，眼中晶狀體的曲率，受睫狀肌的節制可以任意改變。睫狀肌收縮，使晶狀體曲率半徑減小，折射本領變大，若毛肌肉伸長，晶狀體焦距加長，折射本領變小。故對於遠近物體，均能適當調節焦距，使像成於網膜上。這樣，由於晶狀體曲率的調節作用，而能明瞭察看之最遠的點，稱爲遠點 (*far point*)；能察看之最近的點，稱爲近點。這兩點的距離因人而異，視覺健全的人，遠點可達無窮遠；近點則在距眼 15 至 20 厘米處。物體距眼愈近，在網膜上造成的像愈大，視覺也愈明瞭，但是晶狀體的彎曲程度愈大，故不免有疲勞的感覺。近點大者爲遠視，遠點有限者爲近視。

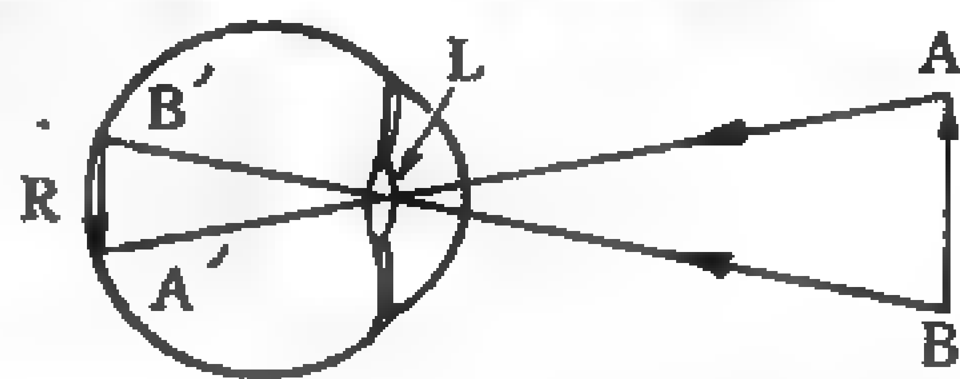


圖 8—188　眼中所成的像

【近點月】(Anomalistic month)

月由初次通過近地點至再達近地點之時間爲 27 日 13 時 18 分 37 秒，月之近地點約以 9 年 1 週之成數，與月運動同方向移行，故第二次月達近地點時，不得不在過舊近地點之位置後約六時間。

【近點年】(Anomalistic year)

太陽過近日點 (*perihelion*)，沿黃道 (*ecliptic*) 東行一週，復過近日點，所經過的時間，稱爲一近點年，亦即地球自經過近日點後，繞日一週，再回至近日點，所經過的時間。近日點亦係一移動點，其移動方向與地球公轉方向相同，每年約前進十二弧秒。故近點年的時間

爲最長。近點年一年的時間爲：365日 6時 13 分 48 秒 = 365.259583 平均太陽日。

【近籐效應】(Kondo effect)

在研究不純的磁性物質的作用，如鐵熔入簡單金屬時，可以想像在靠近不純之點產生局部磁矩，再研究由這些局部磁矩所引起的性質。

在討論傳導電子和這些局部磁矩的作用時，可用海森堡（ *Heisenberg* ）交換作用代替之，然後可以看出由於這種作用而使電子能階移動，並且使金屬中的兩個局部磁矩產生間接的作用。同時這種作用也造成傳導電子的散射和電阻的增加。但所生成的電子散射卻非常特殊，電子的自旋在這散射作用中會跳到另一相反的狀態，這與普通的位能所造成的散射不同。如果只計算到第一階，它所表現的只是增加電阻而已。

近籐注意到若將此種散射問題計算到第二階以上，情形就不再簡單。這時相當於庖立不相容原理的效應不會抵銷掉。實際上，近籐發現，若將計算增加到第二階，則在非常靠近費米能階之處，電子的散射率會出現"發散"的問題，而在絕對溫度極接近零度時（此時費米面非常清晰）就會導致"發散電阻"（ *divergent resistivity* ）的現象。這對於會有局部磁矩的稀釋合金中，電阻作爲溫度的函數時，存在著一個久爲人知，但卻令人困惑的極小值提供原因和作用的來源。由於磁離子與傳導電子的作用所產生以上所描述的結果稱之爲近籐效應。

【金】(Gold , Au)

原子序爲 79 的化學元素。

金是一種易於加工的金屬，用現代的方法，可以將金輾成極薄的金箔。一兩的金，輾成的金箔，足以遮蓋一百方呎的面積，同時，一兩黃金也可以拉成長達五十哩的金線。

金本身，因其比重大、抗蝕性強、熔點高及電導性大，又具有無比的延展性，可以鍍在其他的物體上，目前在高級電子工業如太空用的電

子計算機線路中，都有非它莫屬的用途。

從物理學的觀點，任何一種物質，不過是電子與質子的排列組合；在科學昌明技術日新的現代，把握了排列電子的方法，便可以製造任何元素，到了那一天，金便成糞土，再也沒什麼價值。自然，這是終極的話，目前它還是大有價值的，否則它也不致成為搶購的對象了。

【金－198】(Gold-198)

金－198製成放射性的膠狀懸體，應用於所謂姑息的療法(*palliative treatment*)上非常成功，這種療法並不是把病源治癒，僅是給予病況很大的減輕。

首先將放射性的膠體(所謂膠體是在他種介質內的一種很細小的懸浮物)引入腹腔，在腹腔內這些膠體會繼續停留在懸浮狀態，或者從裏面沉澱出。無論是懸浮或沉澱，因為它們的不溶解性，所以不會穿透纖維膜或細胞壁而留在腔內。由於輻射線對癌細胞的破壞和阻礙，因而抑制了液體的再滲出。

在這種情況，金－198還具有幾個優點。它的半衰期很短，僅2.7天；它的化性很不活潑，因而無毒；它會發射β粒子和γ射線，且幾乎全被緊貼的周圍器官所吸收。

雖然到目前仍沒有用此法治癒的例子，甚至也沒有過延長生命的證明，但在減輕病人的痛苦上已有顯著的進步，在控制滲水上也有過兩三個治療的例子，這些結果已經給予我們莫大的鼓舞。

【金牛星座】(Taurus)

金牛星座位於仙王星座(*Cephei*)東南。其α星中文名稱為畢宿五(*Alpha-α Tauri*)，是為一等紅色星。座中有肉眼可見之著名星團二。昴宿星團(*Pleiades*)，在α星西北十度處。望之六星密集，不難辨認。目力特佳者，此外尚能睹三四星。在望遠鏡下觀之，閃閃耀目之太陽，無慮以百數。此星團亦有七姊妹之名，發源於希臘神話。然尋常眼力，

在此團中，只見六星，乃有天女思凡逃匿之說。昴宿星團在十一月間，於半夜過子午線。遠古民族，有藉此以定其歲首者。α星亦畢宿星團中之一員，詩云“月離於畢，俾滂沱矣。”而西方亦有“好雨畢星”之語，據謂地中海東岸雨季，即始於畢星與日偕升之時。是東西洋迷信之偶合。

【金星】(Venus)

金星即我國古代所稱的太白星，是內行星之一，爲太陽系內第二層軌道上的行星，和太陽的平均距離是 0.723 天文單位，公轉週期是224.7日，離心率爲0.007，和圓差不多。表面反照率爲0.76，差不多和雲的反照率相似，金星周圍有濃厚的碳酸氣。它是最靠近我們的鄰居，它與我們最近的距離爲41百萬公里遠。它的物理特性，在九大行星中，要算是與地球最爲相似的一個星球。其表面重力加速度是地球的0.873倍，直徑爲 12,200 公里，是地球的百分之九十七，和地球差不多大小，全質量也和地球相近似，密度爲水的五倍，沒有衞星。其光度很強，爲負 4 星等，白天肉眼亦看得見，對地球而言，它的亮度僅次於太陽和月亮。

金星表面被一些幾乎是永不散開的雲霧所遮蔽，由地球上直接用眼睛無法觀測到它的表面，所有對金星的知識大部分是依靠分析雷達的回波、日光的反射和由金星放射出的自然無線電波。1962 年十二月十四日美國太空署的水手二號太空船 (*Mariner* II) 飛臨離金星 21,645 哩，並測得有關資料。經分析這些資料，並配合在地球上的觀測資料，可斷論金星是一個靜寂無生命的沙漠。水手二號已測得金星最熱時爲800°*F*，這樣的高溫足可融化鉛塊，沒有任何像地球上的生物能在如此高溫下生存。金星雲層是由45哩高處開始至60哩高處爲止，它的溫度因高度而不同，在雲層最低處 (45哩) 是 200°*F*，最高處 (60哩) 是 −60°*F*，中間約爲−30°*F*，水手二號並顯示金星雲層並無任何裂口以顯露金星面目。金星的大氣是由二氧化碳氣所組成，可由地球上獲得的光

譜而證明，它的大氣密度約爲地球的 10 倍到 30倍，這也是爲什麼金星表面形成高溫的一種解釋，因爲這樣高密度的大氣層使金星不能輻射掉它所受的太陽熱能。

因爲金星的固體表面無法看到，也不能用光學的方法來探知，所以金星的自轉週期就無法測量了。但由地球上的雷達探測知道金星上的一日夜約相當於地球$112\frac{1}{2}$天，而且在金星上太陽是由西方升起東方降落，在理論上講金星自轉很緩慢因而日夜比地球長，在長夜期間它的溫度應當非常冷，在白晝期間應當非常熱。可是實際測得的結果，是溫度要比以上所假想的要均勻，換句話說，即是金星表面的溫度値，是很均勻的，不會有高低的相差存在。這個事實暗示：在金星上它的大氣必定傳送極大量的熱由金星熱的一面到冷的一面，這種大量熱的傳送將會產生狂嘯的風暴掠過金星荒涼的表面。

若欲觀察金星之位置，最好當昏星移近太陽或晨星離開太陽的時候，因爲這時所見的金星最大，而且，因爲那時它是作蛾眉形的，很容易和普通的圓面辨別。在這樣的情形之下，要觀測金星大概不會有什麼困難的。

如果你能在日沒之後特別注意西天，不久你當在矇影中見到了一顆明亮的行星。你既找到了這顆星，更注意它在恆星間的移動路徑，每隔四五天把它的位置記入你的星座圖中。二三月後，它在天空的位置一定已經升高，在恆星間還慢慢地在向左移動並且亮度也已較前來得大。但後來，它會在某一點上停止，接著就來一個向後轉，又向右下方回去，移動得較前更快，在幾星期後便會在它當初出現時的那種矇影中消失。這顆星，另外有個名字的，叫做長庚（希臘名*Hesperus*）。如果現在正是迢迢夜長的冬天，天明較遲，而你又能在日出之前起身的話，那麼，你試著在黎明的時候向東方的天空守望。在長庚消失後幾星期，你大概又可以看到一顆明亮的星了，這就是通常叫做啓明（希臘名*Lucifer*）

的那顆星。它剛在日出之前升起，出現在東方的低空。此後幾星期中，它將在黃道帶中向右移動，位置漸高，出現的時間也漸早，但後來，它和長庚一樣，在到達某一點後，也會折回向下，而終於在日光中消失。這二顆星是決不能在同一時期內見到的，這因爲它們倆其實是同一個行星，就是金星，不過是在太陽的兩面相間出現罷了。那出現於晚上的長庚便是所謂昏星（*evening star*），出現於早上的啓明則稱做晨星（*morning star*）。但金星爲什麼會在太陽的兩面出現呢？這理由是很簡單的：我們知道金星繞日的軌道在地球的軌道以內，而它的運行較我們地球的運行來得快，它只須224.7天便能環繞太陽一週。譬如有快慢不同的二列火車相傍着駛行，而你是慢車中的一個搭客，當那快車在你身旁擦過時，你不是會覺得你自己似是靜止的，只覺那列快車在緩緩地駛過嗎？那麽，同樣的情形，我們實在所見的金星一定和在一個靜止的地球上所見的緩緩地在移動的金星有一樣的視動（*apparent motion*）的。就根據這種看法，把地球看做固定的（圖8—189）。當金星在圖中1的位置時，在地球上所見的它的位置不是在太陽之左嗎?此後它依著軌道向前進行,和太陽的視距（*apparent distance*）就逐漸加大，待到達2的位置後，我們就看到它在開始折回。在3的位置時，它和太陽在同一方向，這時我們便不能夠見到它。到了4它已在太陽之右重現，在5它又達到了“最大離角”（*maximum elongation*），而到6的位置時，它又回頭移近太陽了。至於它的光芒變更，則是因爲它和地球的距離變更之緣故。當它從1移到2時，離地漸近，所以光芒漸強，從4到6則離地漸遠，光芒漸黯。

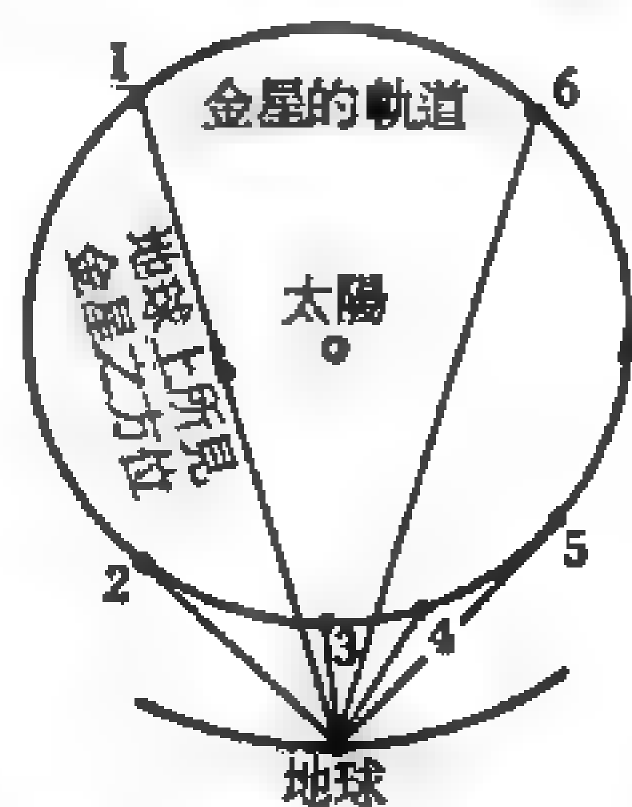


圖8—189　金星的行動

從圖8—189中看來，當那昏星已隱而晨星未現的一段時間內，金

星似是正在太陽之前掠過。但實際上卻不盡然，因爲金星當時的位置往往不是稍低，便是稍高，若說它正在太陽之前，那是難得碰到的事，那時我們當在太陽的圓面（ *disc* ）上看到一個小小的圓黑點。這現象便是所謂“金星凌日”（ *transit of Venus* ），每243年發生四次，必在六月初和十二月初的時候觀測金星凌日。最近一次的金星凌日發生於 1882 年，下一次須待2,004年才能見到。太陽的距離便是從金星凌日而測定的，這是從二個相距多哩的地點來仔細地觀測太陽圓面上這小黑點的準確位置而推算到的。

【金剛石】（ Diamond ）

金剛石，俗稱金剛鑽或鑽石，成分爲純粹的碳素，是碳的一種同素異形物。大概由碳在岩石間受強壓而成，結晶屬等軸晶系。常爲八面體，亦有爲斜方十二體及六面體的。通常無色透明間有灰、褐、綠、黃、紅、黑等色，質脆，劈開完全，斷口作介殼狀；比重 3.5，硬度 10 ，爲鑛物中最硬的。對於光線的折射率與色散率都很強，無電氣傳導性，熱及酸類均不能使之變化；但在氧中熱至 770°C 便完全燃燒，變爲二氧化碳，其鑛藏通常見於花崗岩、片麻岩及河海沿岸的砂礫層中，但產量均微。供裝飾品、鑿岩器及琢磨寶石，裁截玻璃之用。

以上所說的是天然鑽石，時至今日，人類用科學方法製造的鑽石，已告成功了。這種用最高的熱度和壓力製造成的鑽石，它的品質，和天然鑽石相同，堅硬的程度也一樣，沒有絲毫的差別。它們可以割破天然鑽石和藍寶石。鐘錶業機器間、玻璃業和唱片公司等，對於這結晶體，每年需要一個龐大的數量。

人造鑽石的原料雖是碳，但並不是燃料的木炭或煤炭，而是一種名叫石墨鑛產品。它的名字叫石墨，但成分卻是碳。製造鑽石的壓力機，可以發出一百五十萬磅的壓力，和地面以下二百四十哩的天然壓力差不多。利用這部機器，幾分鐘之內便可以製造成很多小型的鑽石。

【金箔靜電器】(Gold-leaf electrometer)

金箔靜電器是備有細分校正刻度及顯微鏡裝置的金箔驗電器。它不但可以測知電荷的電性，還可以由顯微鏡觀察刻度，直接讀出毫伏特級的電位差。圖8—190是金箔靜電器帶電後，金箔展開的情形。



圖8—190

【金熔點】(Gold point)

純金的熔點，在國際實用溫標中定爲固定的溫度，爲1,063°C，作爲參考點，以供實驗及校準之用。

【金屬】(Metal)

金屬由於原子最外層的過剩電子易受相鄰原子核的吸引，而造成高度的動性 (*mobility*)，離開原子遊蕩於原子之空隙，因此這種結晶具有高度的導熱及導電性，至於結合能則決定於那些可動的傳導電子 (*conduction electrons*) 及正離子之間的庫侖電力。

金屬有一種奇特的性質是所謂疲乏 (*fatigue*)。如果金屬的某部分受到迅速變化的應力 (*stress*)，譬如先向一方向微微彎曲再向另一方向彎折，經無數次的改變後，甚至所施應力遠比它能忍受的穩定負荷爲小，金屬也會折斷。但是，如果應力比容忍極限 (*endurance limit*) 小，不論應力的變化持續多久，金屬都很安全。諸如飛機零件，在振動數百萬次後始發生金屬疲乏問題。

將這些金屬現象提出的理由是它們隨構成典型金屬結構的晶體物質俱在，但是任何完美晶體 (*perfect crystal*) 的理論中都不必加以考慮。完美晶體的理論更進一步顯示它應該比任何已知金屬都堅硬。此外，它在延伸相當長後仍應富於彈性，在被拉長百分之若干倍後依舊能恢復其原來形狀；它應該在某一大應力下突然斷折或迅速流動而破裂，而不應有蠕變(*creep*)的現象。簡言之，金屬等結晶物質和機械性質和預期的完美晶體大相逕庭，實驗室中製作的單晶體金屬的機械性質比金屬

的天然形式多晶體（ *polycrystal* ）距理想情況更遠。

所有這些差異都源於實際晶體結構並非完全規則，含有不合宜的小區域，通稱錯位（ *dislocation* ）。在一規律格子（ *lattice* ）中的原子，如純金屬等單原子晶體，是被牢繫於其位置上：它就像位於深而圓滑的凹陷處的球，移離後仍能還原位。規律的格子相當於這種凹陷的規則圖案，它被圓滑的高地所分割。這些凹陷當然在一假想面內相當於一力場；它們並非眞正的存在於晶體內。如果某一小區域中的原子，受合吸引力的干繞影響，被移離它們正常的平衡位置而到譬如說低處邊緣的一半處，此時推使它們越過高地比較容易，因而錯位等不規則區域，即向前移動。因此，錯位在應力下的運動結果，使得在含有錯位的結晶平面中滑脫（ *slip* ）極易發生。當錯位由平面的一邊移動到另一邊，對另一邊而言，就等於該面一旁的晶體整個移動了一個原子的間隔；在完全晶體中，像這樣同時移動需要很大的應力。

在任何一個組成一般多晶體金屬的結晶粒裏，上述滑脫於到達微粒邊緣時即遭阻止。大致上這就是何以多晶體金屬較單晶體金屬對機械力有較大的抵抗性。可是，金屬的變形並非僅由於結晶粒中的滑脫引起，微粒間相互運動亦能導致變形。因此結晶粒形成的影響絕不是一件簡單的事。

用上述理論可以瞭解極少量的他種金屬，或是加碳於一些鋼鐵中，對機械性質的驚人的影響。強塞入的異種原子可能進入並塡滿錯位處。植入正常結晶格子上的異種原子可能使格子扭曲。再不然，異種原子可能寧願進入結晶粒間的不規則區域而不進入晶體結構中。輾動、鍛鍊、延伸或其他方式對金屬變形的效用，可以視爲結晶粒中產生的滑動，微粒的結晶軸的方向變化，及微粒間相互的消長等等結構變化的結果。加熱導致微粒的成長，異種原子的混合，及其他結構的變化。某些情形中，如鐵，晶體結構整個圖案在某一溫度時全部改變：在約 900 °C 以下的溫度

晶體結構是體心立方結構（*body-centered cubic lattice*），在這溫度之上卻都是面心立方結構（*face-centered cubic lattice*）。

如果純金屬，或含少量雜質的金屬，都顯現這些混亂的機械性質；合金，尤其是三種或三種以上金屬的合金，複雜程度自不難想見。一般的結論是這些性質能用晶體結構及晶體表面的變形來解釋，所謂表面係指原子既不屬於此種又不屬彼種結晶圖案的區域。考慮結構敏感的性質時，泛言之，所有機械性質都是結構敏感，晶體錯位的運行、消長及阻礙是一切事物的根本。鏈條差可與之比擬，它的機械性質即最弱的聯合處的性質；諸如線密度（單位長度的重量）和比熱等事則與此最弱的聯合無關。

【金屬互化物】（Intermetallic compound）

在某些合金系統內，不同比例的構成物會產生不同的晶體構造。由於合金中每一原子的平均導電電子的數目不同，而分爲體心立方（*B.C.C.* 或稱 β-相）、面心立方（*F.C.C.* 或稱 α-相）、γ-相（52原子的立方複雜結構）、ϵ-相及 η-相（兩者都是六方最密堆集 *H.C.P.*）。金屬互化物（或稱電子互化物）即是指此種合金的各種不同相。

參閱"休木、若塞瑞定則（*Hume-Rothery rule*）"條。

【金屬之自由電子模型】（Free-electron model of metal）

金屬中有傳導電子，此等傳導電子係位於正離子格子所建立的電場中，因正離子格子由正離子按一定規律排成，故傳導電子之位能，嚴格言爲一週期函數，其週期顯然與正離子格子之週期相同。雖然如此，羅倫茲（*Lorentz*）鑑於傳導電子易在金屬內移動，就提議傳導電子之位能可視爲一定。當一電子在某一空間中位能爲一定時，它可在該空間內作自由運動，於是金屬中之傳導電子可以與氣體分子比擬，而在金屬內作自由運動。上述之思想，通稱爲金屬之自由電子模型，或稱它爲羅倫茲之自由電子模型。根據此一模型，若再考慮金屬內電子之位能小於處

在金屬外者，即可繪出傳導電子之位能圖，如圖8－191(a)所示。其形狀與一個箱子相似因而通稱之爲位能箱。U爲此位能箱之深度，亦即電子在金屬外之位能與其在金屬內位能之差。L爲此位能箱之寬度，亦即金屬之邊長。在繪圖8－191(a)之時，根

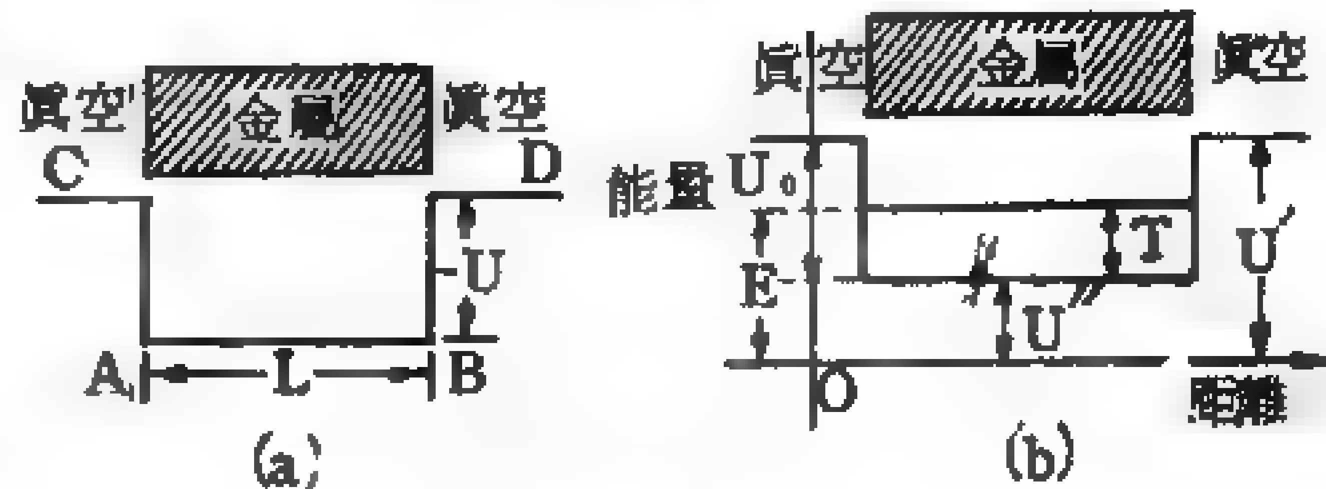


圖8－191

據通常規定，以電子在無窮遠處之位能作爲位能之零點，如是，處在金屬內之電子之位能均爲負。由於位能之零點可以隨便取，故亦常取靜止於金屬內電子之位能爲正值，例如以U''繪能量圖，如圖8－191(b)，如是取法在討論上頗爲方便。在此種情形，靜止於箱外之電子的位能仍爲正值，玆令U'其與U''之差即$U'-U''=U_0$是爲該位能箱之深度。當金屬內之電子作運動時，其總能量E當然要大於U''，二者之差$E-U''=T$顯然爲該電子的動能。

根據此一粗淺的模型，能導出歐姆定律，藉此尚能導出導電係數（*specific conductivity*）與導熱係數（*coefficient of thermal conductivity*）間之關係，即魏德曼、富朗玆（*Wiedeman-Franz*）定律。然在另一方面，以此模型導出的關係，例如電子比熱及順磁係數，均與實驗結果不符。及至量子力學應用於物理學上時，左末菲（*Sommerfeld*）又考慮量子力學之結果，給羅倫玆所提出的自由電子模型加以修正，今稱它爲左末菲自由電子模型，以此模型則可將古典的自由電子模型所遭遇的困難消除。

【金屬半波整流器】（**Metal rectifier of half wave**）

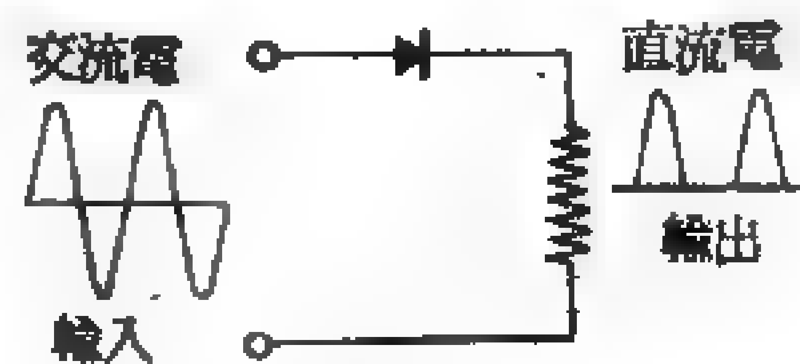


圖8－192

・利用兩種金屬板的裝置，使電流向一個方向流動，產生半波整流電流。如圖8－192所示。

【金屬半導體二極管】(Metal-semiconductor diode)

金屬半導體二極管係金屬與半導體所組成之二極管，分二種：

1. 點接觸型——利用金屬點接觸於半導體而成爲單向導電裝置，如圖8—193(a)所示，金屬尖端（貓鬚針裝置）用機械壓力點接於半導體的表面。

2. 接合型——接觸面積較大，故其導電較點接觸者爲優，然不適用於高頻檢波，其內部電容量足以旁路高頻之損失。

此二種裝置獲得單向導電之原理，說明如下：

點接觸型二個主要部分，一爲尖銳之金屬絲侵入一個面積甚小鍺或矽晶體的表膜，此兩元件經特殊焊接由金屬導線引出，封閉於瓷或玻璃套管中，並以樹脂膠絕緣體作塡充料或外絕緣體以防止大氣壓力及濕氣的侵入，以免減低其靈敏度，其形狀如圖8—193所示者。金屬導線通常用鎢作成具彈性之貓鬚針(*catwhisker*)，也可能用白金(*platinum*)、銦(*indium*)或含磷青銅(*phosphorbronze*)。其直徑約1～5密爾(*mil*)針尖直徑約在$\frac{1}{2}$密爾，其狀成*S*或*C*字形。壓力要適度，過與不足皆不能求得最佳之靈敏度。*N*型晶體之厚度約15～20密爾之間，表面要經過特殊腐蝕與清潔。封筒(*cartridge*)與導線間要高度的絕緣。其實際結構情形與特性參閱圖8—194。

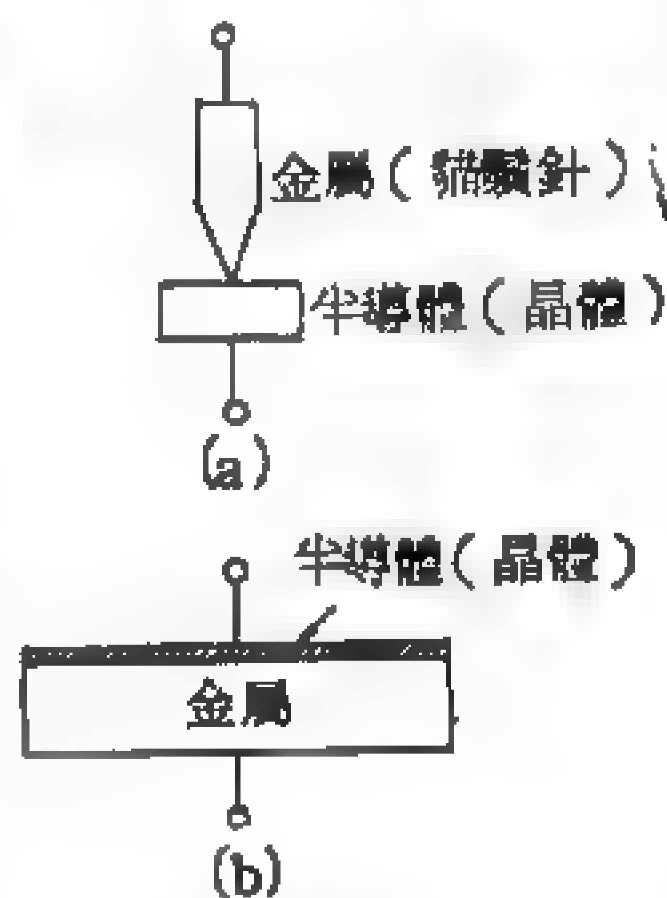


圖8—193
兩種不同接觸的金屬-半導體二極管。

假設一甚尖銳鎢金屬電極，點入清潔晶體的表面，其形狀無特殊變化，當正電位作用此尖端，臨近晶體表面之自由電子即趨向進入此接觸點，於是發生導電，因爲接觸點非常的小，一高電壓梯度(*gradient*)將立即發生於接觸點之周圍，此電壓破壞鍺晶體共價束合，於是產生電子-電洞對(*electron-hole pair*)，此自由電子則流向正電壓的鎢金屬

，剩下來的電洞則下移以尋求晶體內鍺原子中之電子，其行動可由圖 8—194 表示之。這種晶體內自由電子流向鎢金屬電極稱之爲整流的順向導電（*forward conduction*）。

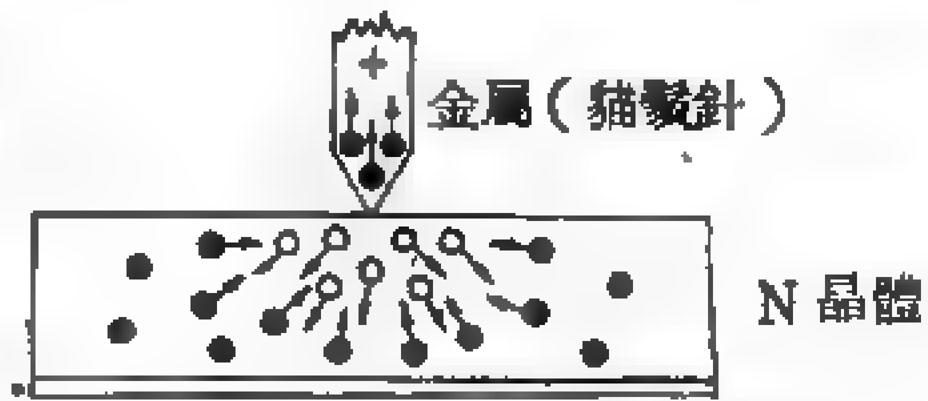


圖 8—194　點接觸之電洞流向

當外加電壓反接時，金屬電極爲負性，於是因同性相斥，自由電子被拒退返回晶體。雖晶體基座爲正電位，晶體內自由電子被正電極所吸引，因金屬極工作函數大，僅產生微量之電子流動，而不供給電子，除非逆向電壓升至極高時，晶體鍺原子被破壞而產生較大之電流。

此結果說明，金屬貓鬚之導電依賴金屬之工作函數，接觸電位與接合的材料有關。雖然點接觸二極管型式很多，其基本結構與上述者相同，不同者僅在基座爲N型抑或P型或使用物質鍺與矽不同而已。

此外貓鬚針採用含百分之一鎵的黃金爲電極，在一定壓力與鍺晶體相接觸或合金化，此種結合稱爲金束合（*gold bonded*）二極管，適應高速度電子開關，控制時間在20毫微秒（*nanosecond*）或更少，普遍應用於計算機中之邏輯電路（*logic circuit*）。

當金屬點所受之電位對於晶體基座爲正時，則N型半導體之自由電子很容易流向金屬，即順向電壓導電電流較大，此時二極管之內電阻較小，其電壓與電流的關係可由圖 8—195第一象限之曲線表示之。

當作用電壓極性反轉時，僅有微小電流通於二極管，稱爲逆向電流（*inverse current*）其值約在幾個微安（*microampere*）。此逆向電壓甚高時，逆向電流將大量增加，因此在接觸面發生熱消耗，此熱效應復激勵原子，自由原子增加更速，直至晶體組織破壞，此逆向使晶體破壞之電壓，稱爲逆向破壞電壓（*reverse breakdown voltage*）。

從圖 8—195 觀察順向與逆向特性之非線性關係如下：

順向導電在直流電壓爲 1 伏特時之電阻 $= \dfrac{1}{9.5\times10^{-3}} = 15\,\Omega$

順向導電在直流電壓爲 3 伏特時之電阻 $= \dfrac{3}{40\times10^{-3}} = 75\,\Omega$

逆向導電在直流電壓爲 40 伏特時之電阻 $= \dfrac{40}{120\times10^{-6}} = 333.333\,\Omega$

逆向導電在交流電壓爲 40 伏特時之電阻 $= \dfrac{40-20}{120\times10^{-6}} = 166.666\,\Omega$

所謂交流電阻，即是電壓增量（ *incremental* ）與電流增量之比。也就是說，電壓變動引起電流變動所呈現的電阻。

譬如說此二極管在電壓 1 伏特時，電流 $9.5mA$， 電壓增至 3 伏特，電流增至 $40mA$，爲何電流不增到比 $40mA$ 爲大或甚至於無窮大，因爲此時二極管對於 $3V-1V=2V$ 的電壓增量，僅能在電流增量爲 $40\,mA-9.5\,mA=30.5\,mA$，即表二極管體內有其交流電阻存在，於是

$$r = \frac{2}{30.5} = 66\,\Omega$$

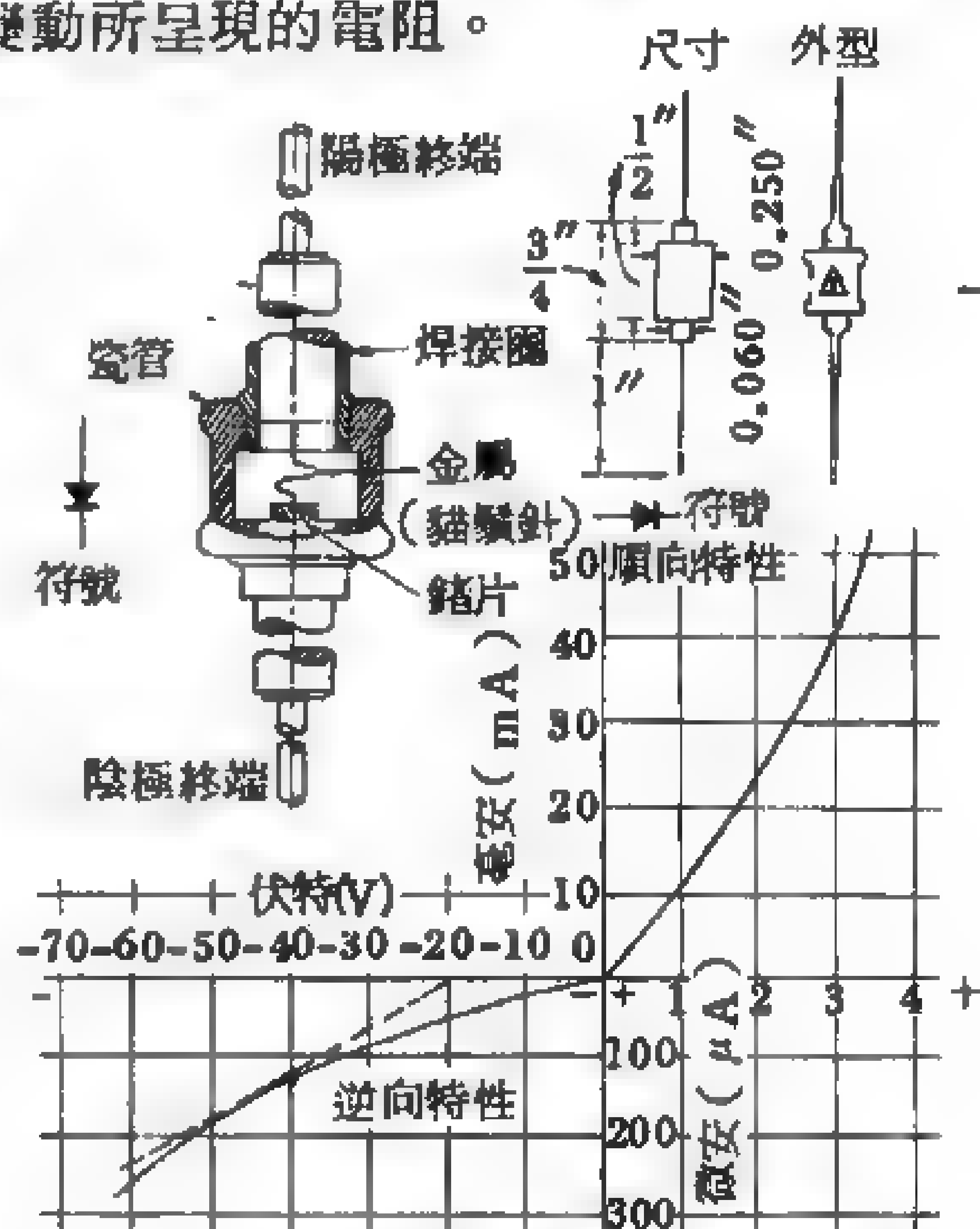


圖 8－195　二極晶體之剖面及特性曲線

此一交流電阻觀念，在電子裝置，應用關係非常重要，也是設計電路的重點。

圖 8－196 爲一整流器，利用二極管單向導電之開關作用，流入負載電阻（ *load resistor* ）之電流僅正半週電壓時發生，設 A.C. 電壓 E_{max}，如二極管導電時之內阻等於零，則 R_L 兩端之電壓降爲 E_{max}，設內阻 $r = R_L$，則 R_L 兩端之電壓降爲 $\frac{1}{2}E_{max}$。此時落於 R_L 之電壓減低，二極管兩端電壓過大，可能使晶體功率消耗過大發熱而破壞。當 A.C.

電壓極性反轉時，二極管在高電阻特性區域，此時內阻 r 大於 R_L，全部 E_{max} 作用二極管兩端，R_L 之電壓降幾近於零。

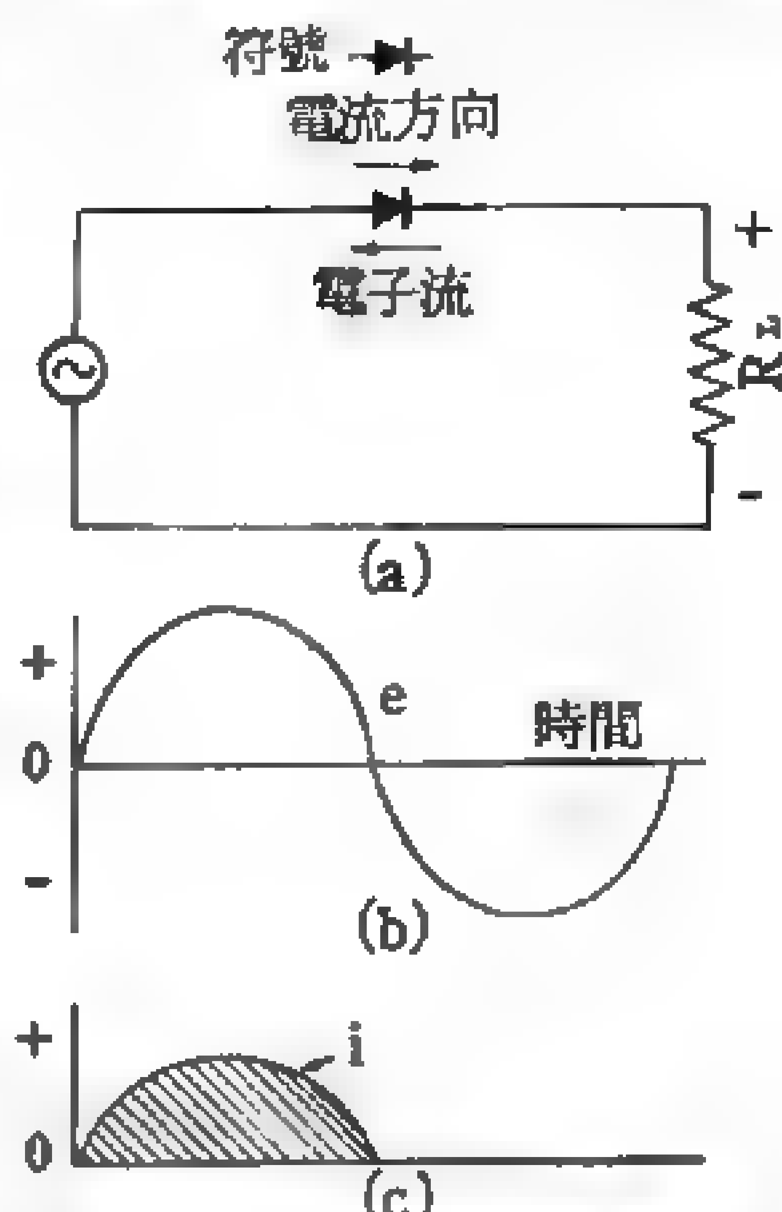


圖 8—196 簡單整流電路

全部 E_{max} 作用二極管者爲逆向電壓，如此逆向電壓足夠破壞二極管，不僅二極管不能有單向導電特性，同時亦將破壞。因此作整流裝置二極管，逆向承受電壓要選擇較 A.C.電壓約二倍之數值。

二極管箭頭表示電流方向，電流流向爲流過任何具有電阻器具，流入端爲正，流出端爲負。電子流流向由負流至正，即流入任何負載器流入端爲負，流出端爲正，兩者僅在假設流動方向不同而已。而在負載 R_L 之極性仍一致。商用晶體二極管三角形符號習慣上表示電流方向。

半導體二極管整流特性與下列幾個因素有關：

1. 半導體內含雜質之數量。
2. 表面處理特性。
3. 形成過程所建立的晶體結構。

N 型半導體之導電特性（*conductivity*），是由於雜質的滲入產生負電荷載子，此導電性必依賴雜質量的侵入，結果負電荷載子集中。於是N晶體之電阻性（*resistivity*）必因晶體之形式受到控制，此晶體內的電阻一定，因此當電位作用其上，其導電性對於任何一個方向皆能導電，故無整流作用。現在假如同一物質之電極以不同的面積接觸於晶體的相對一面，於是當逆向電壓作用其上，一非對稱導電將發生。此因尖形電極其接合面甚小，其呈現之電阻不同之故。

【金屬包裹】（Metal clad）

目的在屏蔽電場或磁場。

【金屬束縛能】(Metallic binding energy)

在某些簡單金屬中，離子核和傳導電子間的交互作用是其束縛能的主要來源。以鹼金屬爲例，其結構正像一些正離子規則地沉入幾乎均勻的負電荷海中。對過渡金屬而言，因爲內部有未填滿的電子殼層，所以除了前述的交互作用外，內層電子殼層間的相互作用也是構成束縛能的因素，故過渡元素的束縛能較鹼金屬或其他金屬爲強。一般言之，金屬之能處於穩定狀態是由於金屬中傳導電子的動能低於自由原子中者使然。

【金屬弧燈】(Metal-arc lamp)

其構造與碳弧燈相同。如果爲粉末試料，則在黑鉛棒尖端鑽孔，裝在孔內，當作陽極使用，並以黑鉛棒爲陰極。常用於使用於電極屬的光譜光源。

【金屬衰老化】(Aging of metal)

金屬由礦內掘出並經過機械作用後，發生自然的變化，稱爲金屬衰老化。爲求得較大硬度(*hardness*)或強度(*strength*)起見，也可施用人工衰老法(*artificial aging*)，人工衰老法用於鋁質最宜。

【金屬疲乏】(Metal fatigue)

金屬如重複地受著應力影響，雖然該應力並不太大，仍會使金屬引起破裂，此在常溫下，即可產生。

參閱“金屬(*Metal*)”條。

【金屬絕緣體】(Metallic insulator)

具有剛性結構的末端短路四分之一波長線(通常爲同軸線)。這種線對於所設計的波長來說，有很大的輸入阻抗，所以將這種四分之一波長線連接於某一長線上時，對於該線路不會發生任何影響。因此，若此線對某一波長來說是四分之一波長線，則它可以用來代替絕緣體，例如

用來固定整個線路或是固定同軸電纜的內部導線或固定偶極子(*dipole*)等等。

【金屬晶體】(Metallic crystals)

金屬晶體是各單位之原子由於金屬鍵(*metallic bond*)凝集而成之原子晶體。

當金屬原子依一定次序緊密排列時，各金屬原子中的價電子，即外層電子，能在此晶體中自由移動，且其運動頻率頗大，故金屬為一優良之電導體。由於此種活動電子亦有將結晶體密切集攏之功效，這是因為當其運動時，同時接近兩個或更多的核。

【金屬電阻器】(Metallized resistor)

是一固定電阻器，其阻力為瓷管或玻璃管面上的金屬薄膜。

【金屬溫度計】(Metallic thermometer)

如圖8—197，將二金屬棒釘合，彎成圓形，膨脹係數(*coefficient of expansion*)較小者在內，一端固定*A*，他端*B*用鏈條和裝有指針之軸相連，溫度增高時*B*端向內彎，針向右偏；減低時反是，於指針所經過之處刻以相應之溫度標度即為金屬溫度計。

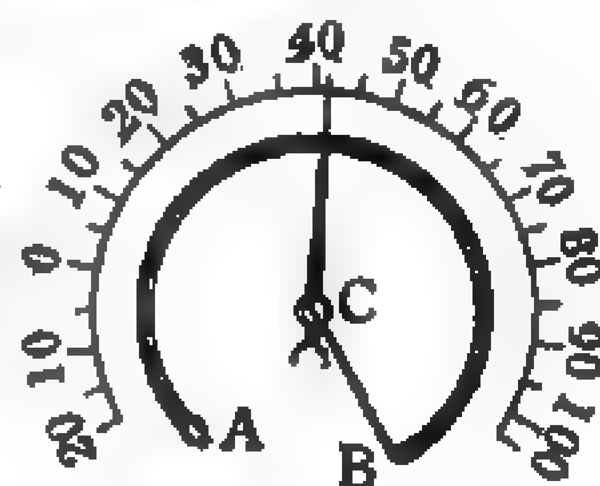


圖8—197

【金屬管】(Metal tube)

1933年英國廠商發明以金屬套代替電子管的玻璃泡。

【金屬整流器】(Metal rectifier)

當兩種特殊金屬壓在一起形成一接合體，這種組合有整流器的作用，對某一方向電流的電阻很小，但對相反方向電流的電阻卻非常大。這種作用是由於組合物質的化學特性所致。金屬整流器的結構成圓盤板狀，其直徑由小於半吋至大於六吋。

金屬整流器的元件是一個圓板，普通做成墊圈型，安裝在一個螺栓裝置上，按照需要，用串聯組合或並聯組合組成一個整流器單位。圖8—

198所示為代表任何金屬整流器的符號。

每個金屬整流器的元件在它的接頭上僅能耐少數伏特電壓，如將幾個元件串聯堆疊如圖8—199，它的額定電壓就可增高。同理，每個元件亦僅能通過有限的電流，如將幾個串聯堆疊的再並聯起來如圖8—200，就可以通過較大的電流。



圖8—198
金屬整流器符號

金屬整流器非常堅固，如不濫用，其壽命極長。由於每個單位的額定電壓頗低，將太多元件串聯，在實際上頗難辦到，它們常用於低壓整流（低於130伏特）。用並聯方法，或增加圓板的直徑，可增加電流數值至幾個安培，所以該種整流器常用在低電壓大電流應用方面。用直流伏特表來測量交流電壓常用小的整流器。大的整流器則用在電池充電器或電子設備中的各種電源供應器。

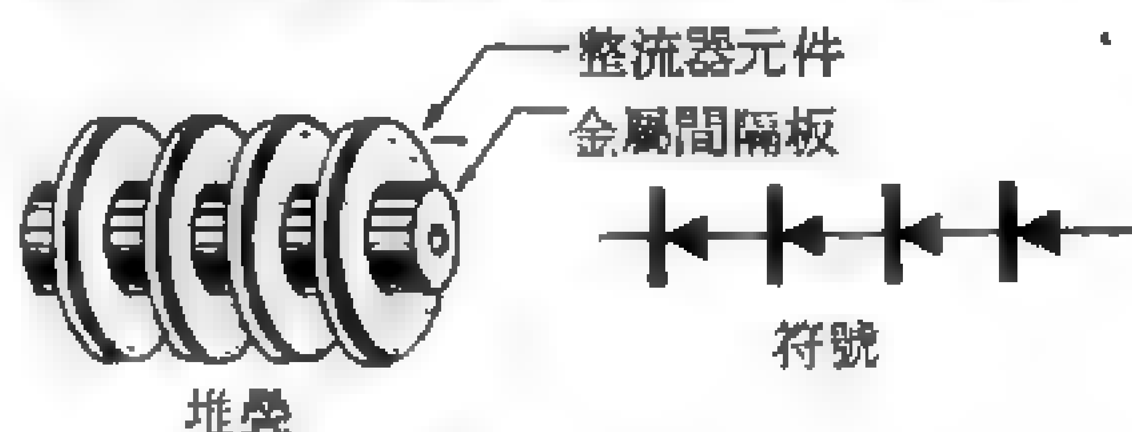


圖8—199

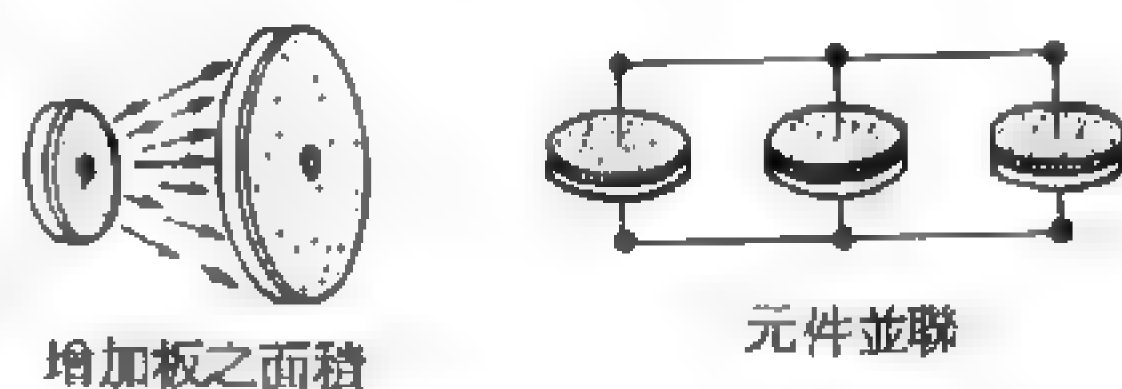


圖8—200

常用的金屬整流器就其構造材料之不同可分為下列二種：

【Ⅰ】氧化銅整流器（*copper oxide rectifier*）

氧化銅整流器以銅為素材，經過表面氧化處理而成單向導電（*unidirectional conduction*）裝置。製造方法甚多，普通以銅片經加熱至華氏1,000度以上，迅速浸入水中冷卻，熱的處理在銅表面生成一氧化銅薄膜，在反面及邊緣除去氧化部分，正面部分保留氧化膜約3密爾（*mil*），約1,000個分子之厚度，在另一面並以鎳金屬接觸於氧化銅部分作電極，其結構及實體如圖8—201。其外形可為弓形或圓形，中心打

孔，以金屬螺絲軸組合加強絕緣，如圖8—202。作用氧化銅整流器電壓對於電流特性爲非線性關係，其最大承受逆向電壓僅在8～10伏特，因此須多層堆疊，串聯連接以增加逆電壓巔值（*P.I.V.*）定額。

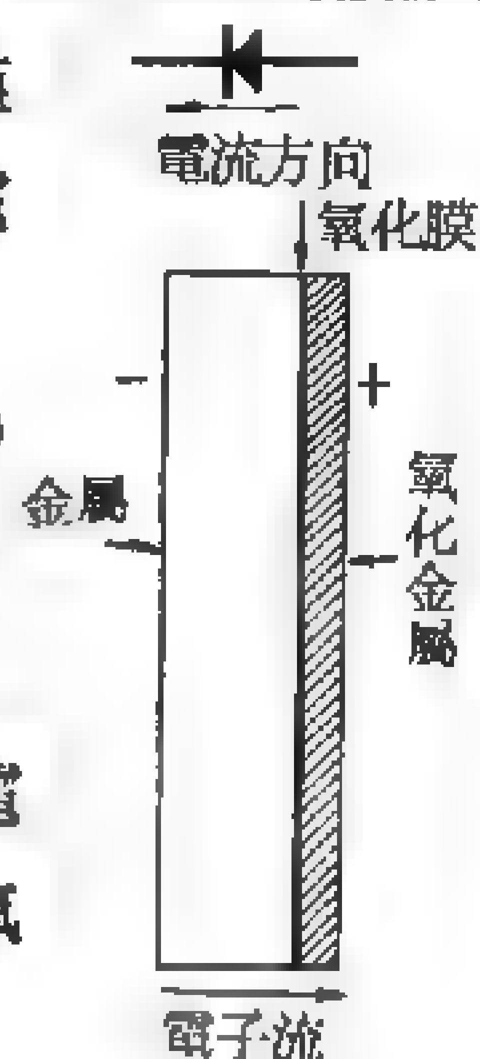


圖8—201
氧化銅整流器剖面

氧化銅整流器爲葛倫達爾（*Dr.Grondahl*）於1920年所發明，當初應用於蓄電池充電（*battery charge*）、電鍍（*electroplating*）、保護腐蝕（*corrosion protection*）與檢波（*detection*）等工作，如電壓電流不超過定額，使用壽命很長。現雖以矽與鍺晶體取代氧化銅整流器，但是低壓整流器方面仍有使用價值。

氧化銅部分相當於*P*型半導體，銅部分相當於金屬電極，內部包括被放棄的自由電子，即相當於*N*型物質。當電場作用二極體（*CuO* 爲正），電洞被迫移向障壁，而銅電極之自由電子，跨越障壁與電洞結合。而在逆向電壓時，電洞離開障壁，僅有極小量之電子通過障壁。

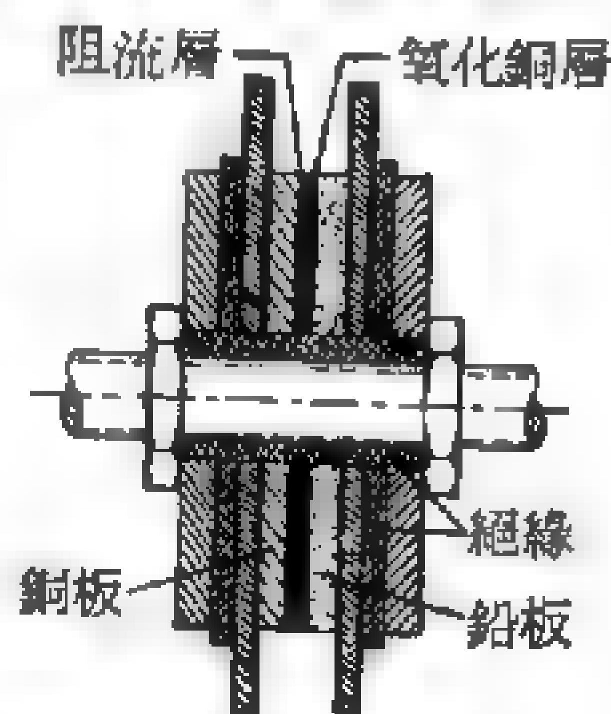


圖8—202
氧化銅整流器圖

【Ⅱ】硒整流器（*selemium rectifier*）

硒質整流器結構如圖8—203，其基板以鉛板爲收集電極，並以此基板爲整流器之支持物，表面塗一層硒質使其成非結晶體，另覆以金屬板爲相對的極。然後經過電化處理，硒與相對極間形成隔層。商用硒質整流器製法，則用硒蒸氣在眞空中噴射於鉛板，然後以另一金屬作爲相對極。加上極高逆向電壓，經過一長時間的作用形成隔層，其形狀與氧化銅整流器很相似。

硒整流器在工作上較氧化銅整流器優良，體積小重量低，具有較高之*P.I.V.*値，工作溫度在75°*C*。其缺點：

1. 對於酸及鹼性大氣腐蝕，較爲靈敏。

2 隔層的形成不平均。

爲保護金屬物質被腐蝕，整流器常須塗防濕漆或絕緣樹脂等。硒質整流器的另一缺點，在於如長久不使用，其隔層往往增加，導致整流效率減低，處理方法將低頻（約5～60 赫）之交流電壓作用其兩端，一短時期後卽可恢復。

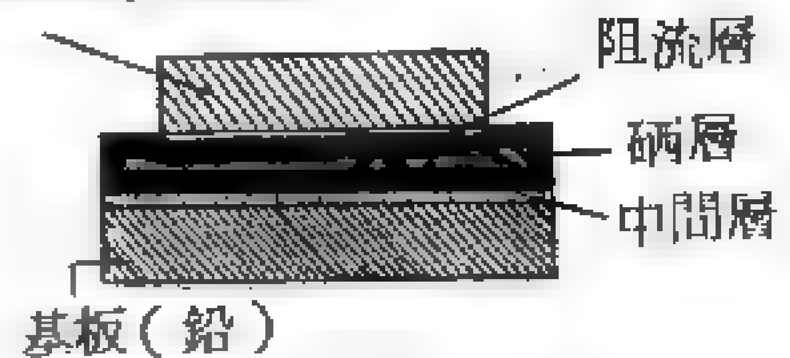


圖8—203 硒質整流器圖

硒質整流應用範圍很廣，尤其串聯堆疊相當數目，電壓可高達50,000伏特以上，常應用於X光機械及靜電操作機械中。數萬個小硒整流片串接，作爲電視系統電力供給之用，以及作爲一般電源供應器的整流器。

圖8—204所示爲實際電源供應器中所用的一種典型硒整流器，它的額定電壓爲130伏特交流電，可供給最大直流電流100毫安。其“＋”接頭符號是指示整流器的極性，在電路中接整流器時用以辨認接線；有時正接頭用紅點標明，負接頭用黃點標明。

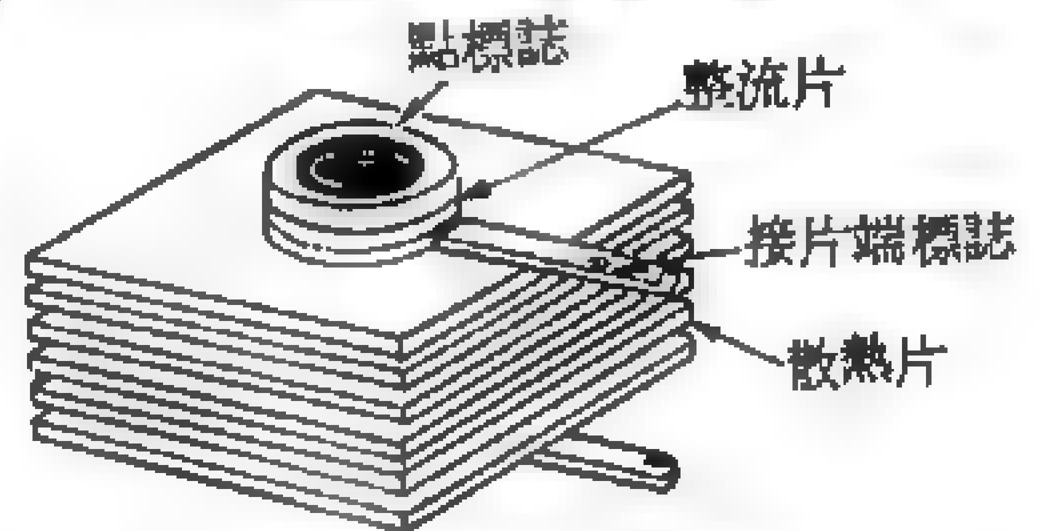


圖8—204 典型硒整流器（用於電源供應器）

理想的整流器對某方向電流流過的電阻應爲零，對相反方向電流的電阻應爲無窮大，在實際上這樣的整流器甚屬理想，一般整流器不能達到此種要求。普通用在電源供應器中的整流器僅能達到一個方向是低電阻和相反方向是非常高的電阻。金屬整流器的這些電阻可用歐姆表測量出來。

如要試驗硒整流器，可用歐姆表測量整流器的電阻，然後再交換歐姆表的接線，測量另一方向的電阻數值，如兩個電阻數值相差在十倍以上，則這個整流器是好的。

【金屬潛變】（Metal lateral strain）

即金屬處於較高溫度時，受到某種固定之應力，隨時間之經過，此金屬會引起塑性應變（*plastic strain*），應變擴大，終至破裂。

【金屬鍵】（Metallic bond）

在金屬晶體內部，各原子都提供電子彼此形成共價鍵，便叫做金屬鍵。

【金屬應力蝕裂】（Metallic stress wear）

即某種金屬，在某種化學環境下，如受到應力，雖然該應力並不太大，仍會引起破裂。

【長石】（Feldspar）

長石爲地球上最多的礦物，如果按重量來算，它佔地殼總重量的一半以上。在許多岩石中都含有長石，像常見的花崗岩就主要是長石加上別的礦物組成的，其中那些礦白色或肉紅色的礦物顆粒就是長石。

長石中的主要成分是氧、矽、鋁三種元素，這三種元素也是地殼中含量最多的元素。不過單是氧、矽、鋁還不能形成長石，通常它們和鉀、鈉、鈣這些元素合在一起而形成鉀長石、鈉長石、鈣長石，這三種長石又以不同比例混合在一起，因而形成了一個種類繁多的長石大家族。

這些長石晶體的外形大多成短柱狀，但通常不容易看到完整的晶體；它的表面有玻璃一樣的光澤，相當硬，但是並不特別結實，將它敲打時，會向兩個一定的方向有規則地裂開，裂開後形成的平面稱爲解理面。有些長石兩組解理面之間是斜交的，交角約在八十六度三十分左右，因此被稱爲斜長石，斜長石主要爲鈉長石和鈣長石組成，顏色都是白的，是長石家族中最大的一個支族。

長石家族中另一支族是正長石的一族，它們的成分主要是鉀長石和鈉長石，顏色都爲肉紅色，這些長石的兩組解理面的交角有的是正交的成九十度角，這是眞正的正長石；有的則比九十度大二十分或小二十分，因此被稱爲微斜長石和其他的名字。

地殼中的長石雖多，但都是和別的礦物在一起共同組成岩石。

長石能在較低的溫度（最低攝氏一千一百度）下熔化，並能凝結成玻璃質的東西，具有絕緣、耐酸等性質，在製造陶瓷、琺瑯、玻璃時都用得著它。

有的長石表面發出淡藍色的乳狀光，被稱爲月光石。有的長石因內部包有細微的鱗片狀鐵礦，能發出美麗耀眼的閃閃金光，被稱爲日光石，還有的長石因含有鎵、鉋這樣的元素，呈現美麗的綠色，被稱爲天河石。它們都是製造手工藝品的好材料。

現在人們還利用含鉀的長石製造肥料(鉀肥)，爲地殼中最多的礦物，找到了更重要和廣泛的用途了。

【長半徑之測量】(Measurement of long radius)

長半徑，例如一望遠鏡物鏡之最後表面上所見者或長焦距透鏡（其半徑有長達數呎者），一般均頗難測定，因雖然表面之大足以安置球徑計使用，但半徑之測定其精密性十分低弱。

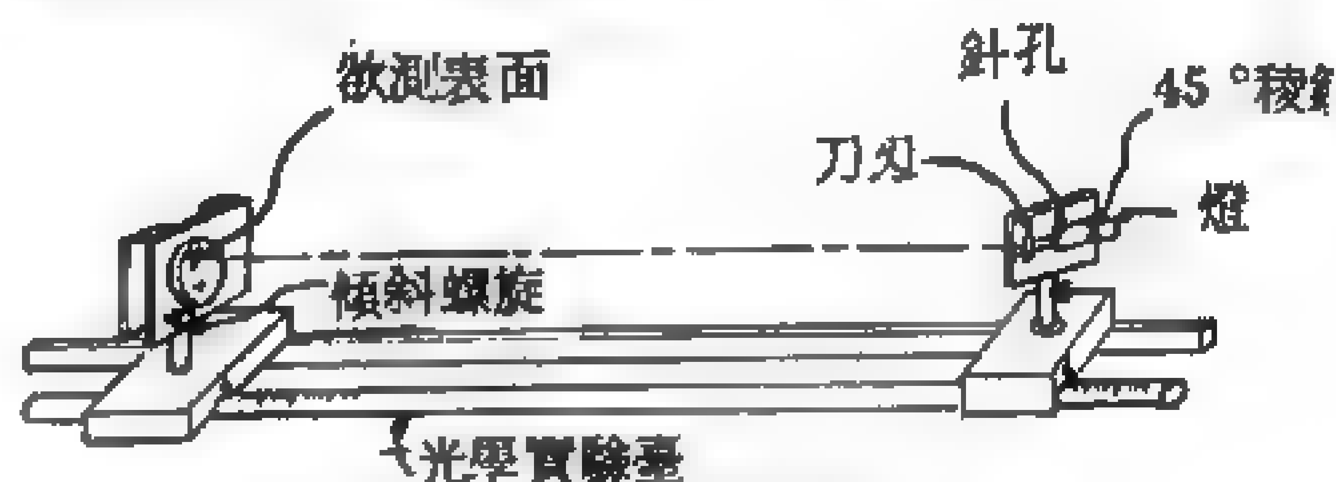


圖 8—205　刀刃法測定曲率半徑

對於長凹鏡表面，有一佛科（ *Foucault* ）刀刃法之改良形式最適宜測定。其解釋見圖 8—205，欲測之表面安在一光學實驗長臺之適當承架上，在臺之右方安置適當之照明針孔，一活動刀刃亦安置在同一垂直平面上。光線由針孔射出朝向凹表面，再反射回來，如此則射至一焦點在刀刃的平面上，但此條件之精密裝置乃完全使眼睛對準刀刃觀看表面（此表面應全部被照明）且緩緩移動刀刃與眼睛相交叉，若在此操作時，表面黑度均勻，刀刃將恰巧在針孔之焦點上，即在此表面的曲率中心上。刀刃及表面之極點間的絕對距離可由讀出在光學試驗長臺上所佔之兩點位置而求得，於是再用一已知長度之棒指出必須之矯正，此棒之

一端與表面接觸，而另一端與刀刃接觸。若欲除去由透鏡之另一表面而來之反射，應塗敷凡士林。

上述方法不能用於凸表面，因反射在表面上的針孔物像應爲一實像，故亦不能收納在刀刃的平面內，如此則須使用其他方法。其中有一法稱爲科耳勞奇（*Kohlrausch*）法見圖8—206。有兩個照明仄縫S_1及S_2可用一望遠鏡如圖8—206之排列而看見在凸表面中之反射景象。S_1及S_2實像之間隔可由安置一玻璃標尺與前者相接觸。若l爲其距離，L爲兩眞實仄縫之距離，D爲（數碼）透鏡至仄縫之距離，於是得該表面之半徑爲：

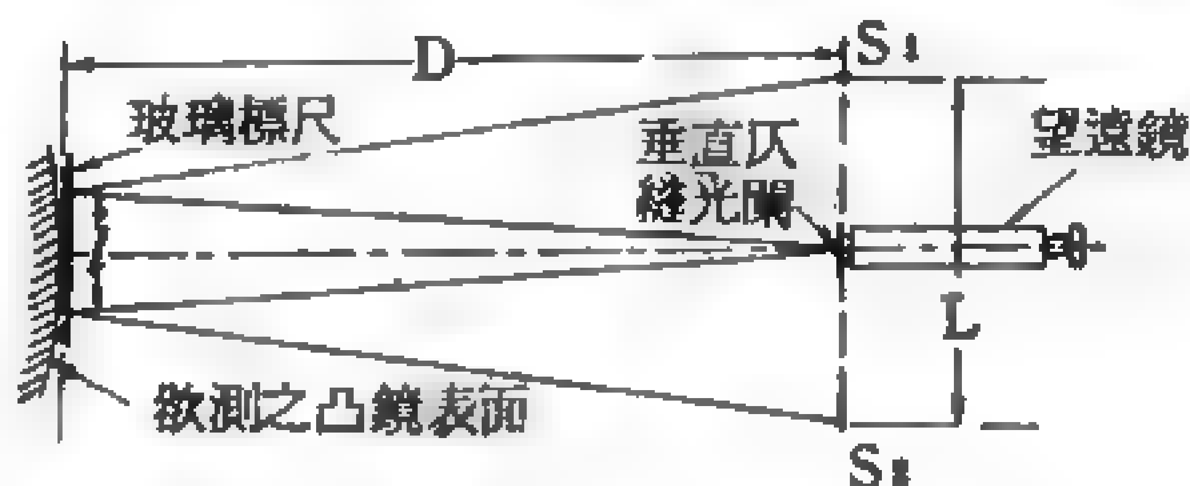


圖8—206　長半徑凸鏡表面之測定

$$r = \frac{2Dl}{L-2l}$$

此法亦可測定凹鏡之表面，其式爲：

$$r = \frac{2Dl}{L+2l}$$

另有一法亦可用於長半徑之測定，其原理乃一眞正的光學平坦面在一欲測之彎曲表面上，產生一干涉邊緣（牛頓環），用一測量顯微鏡裝置一垂直照明器，且用一單色光，於是大量之環可看見且測定之。若d_1及d_2爲二環之測出半徑，其二者之中間環有（k－1）個，則表面之半徑爲：

$$r = \frac{(d_2^2 - d_1^2)}{4k \times 波長}$$

鈉光或汞之綠線均可使用之，其波長分別爲0.0005893及0.0005461毫米。

【長波】（Long waves）

波長長於3,000米的波，即與低於100 *KHz*的頻率相對應的波。從傳播規律來看，長波的基本特點是當沿地面傳播時，受大地的吸收很弱，因此衰減很小。從另一方面看，長波的傳播不大受電離層的影響，因此這種波的傳播情況在一晝夜間就沒有什麼顯著的變化。

【長度】(Length)

長度是物理量度的基本單位之一。第一個眞正的國際性長度標準，爲法國巴黎附近的國際度量衡局(*International Bureau of Weights and Measures*)所保存的鉑銥合金棒，稱爲標準米(*standard meter*)。當溫度爲0°*C*將此棒以一規定的方式支撐時，定兩刻線間的距離爲一公尺(一米)。米之定義原爲自北極至赤道通過巴黎的子午線長度的千萬分之一爲一公尺(一米)，但在標準米製成後，發現有0.023%的出入。

由於標準米不易精確製造及複製，且易遭受損壞，因此在1864年非左(*Fizeau*)首先提議以光波之波長作爲長度標準，經光學儀器之探測光波波長約爲5×10^{-5}厘米，其精確度可達$1/10^{8}$。

1961年國際上接受一原子長度標準。將眞空中的氪-86(^{86}Kr)同位素在放電時所放出的橙色輻射線(光譜符號爲$2p_{10}-5d_{5}$)波長定爲長度量度的標準，即定一公尺(一米)爲此波長的1,650,763.73倍。長度的換算單位

1公里＝0.621哩　1米＝3.28呎＝39.36吋　2.45厘米＝1吋

【長度之測量】(Measurement of length)

長度是指兩點間的距離，一般都用校正好的直尺來量物體的長度。

參閱“長度(*Length*)”條。

【長浪】(Swell)

颱風的中心，通過海岸時，氣壓非常低，所以擡高海面，同時強風把海水吹向海岸，使海水侵入陸地造成巨大的災害，這種現象叫做長浪

，或稱高長浪。長浪呈現較規則且較長之週期，其浪峯較受風區（*fetch*）內之海浪為平坦。

【長程力】（ Long range force ）

力的作用範圍很廣，隨距離的加大消失很慢的，叫長程力，譬如重力、庫倫力。

【長程序】（ Long range order ）

所謂長程是指長度為合金內鄰近原子之間相互距離的許多倍。若在此範圍內，合金處於一種有序狀態，該合金就是有長程序。換句話說，就是這合金內的兩個原子雖然中間隔著許多原子，但是仍然有一相互作用力。與長程序相反的是短程序（ *short range order* ），短程序是指合金內只有鄰近的原子之間才相互作用。

一合金從絕對零度起逐漸加熱，會由有序的狀態變到無序的狀態，其間分野的溫度就是轉換溫度；這溫度標示該合金長程序的消失，而只有某種短程序存在。

為了說明長程序的程度，我們引用長程序參數。舉例言之，一合金含有兩類原子 A 和 B，A 和 B 原子各有 N 個，且排列在體心立方（ *B.C.C.* ）構架上。可以假想這 *B.C.C.* 的構架乃由兩個簡單立方（ *S.C.* ）晶格 a 和 b，交互貫串而成。定義一參數 p，使在 a 晶格座（ *lattice site* ）上的 A 原子數目為 $\frac{1}{2}(1+p)N$，則在 b 晶格座上的 A 原子有 $\frac{1}{2}(1-p)N$。於是 $p=\pm 1$ 時，一種晶格（ a 或 b ）只含有一類原子（ A 或 B ），即是此合金有完全的長程序。又當 $p=0$ 時，一種格子含有等數的兩類原子，所以 A 和 B 原子在整個 *B.C.C.* 上的排列是任意的，此合金無長程序。由此觀之，參數 p 可稱為長程序參數。

【長程序參數】（ Long range order parameter ）

詳閱“長程序（ *Long range order* ）”條。

【長線】（ Long wire ）

即長度可以與該線所接電源頻率的對應波長相比較的雙導線電線或別種類型的電線。從這個意義出發，在無線電工程中，特別是在短波和超短波部門裏，所有的電線，不論其長度如何，全都叫做長線。根據這個特徵（與波長的比值）來劃分長線，是因為電線的長度與波長能夠比較時，線路中電流和電壓的問題便須加以特別的考慮，即是應當考慮到電場和磁場要以一有限速度沿著電線而傳播。

此時接於長線端點的交變電勢電源在此線路內產生電壓波與相應的電流波，這些波亦以有限速度而沿電線傳播著。若在長線的另一端不發生電壓和電流波的反射，即在線端接有匹配負載時，則由電源出發，沿著線路傳播著純粹的行波。此時在長線的各個不同點上，電壓（和電流）在各個不同瞬間分別都經過同樣的數值，即是在線路各點上，電壓（和電流）的數值之間存在著相位移（*phase displacement*）。因而在同一瞬時間內，線路各點上的電壓（和電流）瞬時值（*instantaneous value*）是互不相同的。若在長線的另一端有電壓波（和電流波）的反射，則由於反向傳播波重疊的結果，在長線內就產生了駐波（*standing wave*），其中電壓（和電流）的最大值在線路各點上是互不相同的。但如果線路各點上的最大值互不相同，則瞬時值也就互不相同。由此可見，在兩種情況下，線路各點上電壓（和電流）的瞬時值在同瞬間內總是互不相同的。這就是電壓和電流在長線內分佈的基本特點。換句話說，長線內的電壓（和電流）不能夠認為是似穩定的。

【長線定向天線排】（Long-wire directive array）

天線的長度超過半波以上，並有方向性，集中向某一方向發射的定向天線，如"V"字天線和菱形天線（*diamond antenna*），都屬此類性質。

【長噸】（Long ton）

詳閱"公噸（*Metric ton*）"條。

【門戶開關】(Door switch)

大電力具有水冷 (*water-cooled*) 或氣冷 (*air-cooled*) 的發射機，開動時，先將冷卻用的各種電動機啓動，而一切門戶開關卻關閉著，等待冷卻系統 (*cooling system*) 工作正常後，然後加入各發射管的燈絲電壓。

【門扭式電子管】(Door-knob tube)

舊式超短波用，又稱把手管。

【陀螺】(Spinning top)

一個對稱物體對其軸轉動，軸的一端固定的，叫做陀螺。陀螺是一種非常奇妙的玩具，它的式樣很多；但是，通過實驗使我們知道，它們全都具有一種重要的性質。

要把陀螺直豎起來，這是一件辦不到的事情；只要你手一離開它，就會立刻倒下去。可是只要使它飛快的旋轉，那它就會變得很穩定。甚至碰一碰，推一推也不能使旋轉著的陀螺馬上倒下來。只有在旋轉停止以後，穩定才會失去。

這一現象是陀螺的主要特性。陀螺在飛快旋轉時，旋轉軸 (*rotation axis*) 的方向始終不變，因此它的轉動是穩定的，並且在空間幾乎是不動的。

其實不僅陀螺會發生這種現象，一切繞著本身軸旋轉的物體都有這一現象。因之，我們常常把這些物體看成是不同形式的陀螺。

【阿卜呑】(Sir Edward Victor Appleton 1892—1965)

英國物理學家。1892 年九月六日生於約克夏郡。1914 年在劍橋大學聖約翰學院得自然科學學士，求學時曾在卡分地西實驗室湯木生和拉塞福手下工作。第一次世界大戰期間入皇家工程隊時對無線電信號的傳播發生興趣。戰後回到劍橋大學做實驗，數年後證實在大氣層中有一層由赫維塞德 (*Heaviside*) 推測的電離層，另外還有一阿卜呑層 (

Appleton layer)，均能反射無線電波。阿卜呑的研究對天文學、大氣物理學、地球物理學、隕石學及無線電傳播均有重大影響。1941年封爵，1949 年任愛丁堡大學校長，並積極籌劃國際地球物理學會。1965年四月二十一日逝世於愛丁堡。

【阿卜呑層】(Appleton layer)

電離層(*ionosphere*)之一層。在赫維塞德層(*Heaviside layer*)之上，此層游離並反射電波以及超過3,000KHz(*kilocycles*)之高頻無線電波，此層又稱*F*層。

【阿士呑】(Francis William Aston 1877—1945)

生於英國的伯明罕，劍橋大學畢業。1919年發明質譜儀(*mass spectrograph*)，能使輕重不同的原子分離。利用這種儀器，阿士呑證實幾乎所有元素都是由不同的同位素的混合物組成。阿士呑於1922年獲得諾貝爾化學獎，自 1910 年起，阿士呑一直在劍橋大學三一學院從事研究工作。

【阿士呑系統】(Aston system)

阿士呑系統是一個很新奇的觀念，美國正在進行此項研究工作。

它是要在兩端開口的管中製造一個閉闔的(環形的)磁場，先用一般的方法，將線圈纏繞在一個長的圓柱管上，則在此管中可獲得一個軸向磁場(*axial magnetic field*)。然後高能量電子的射柱由一端注入。因爲磁場的作用，電子在圓柱體中央軸周圍形成了循環電流層。此電流層又被稱爲*E*層。在*E*層中的電流產生磁場，此磁場與軸向磁場發生互應作用而產生一種如圖 8—207所示的閉闔磁力線的樣式。如此，電漿能夠被局限於此環形的磁場之中。

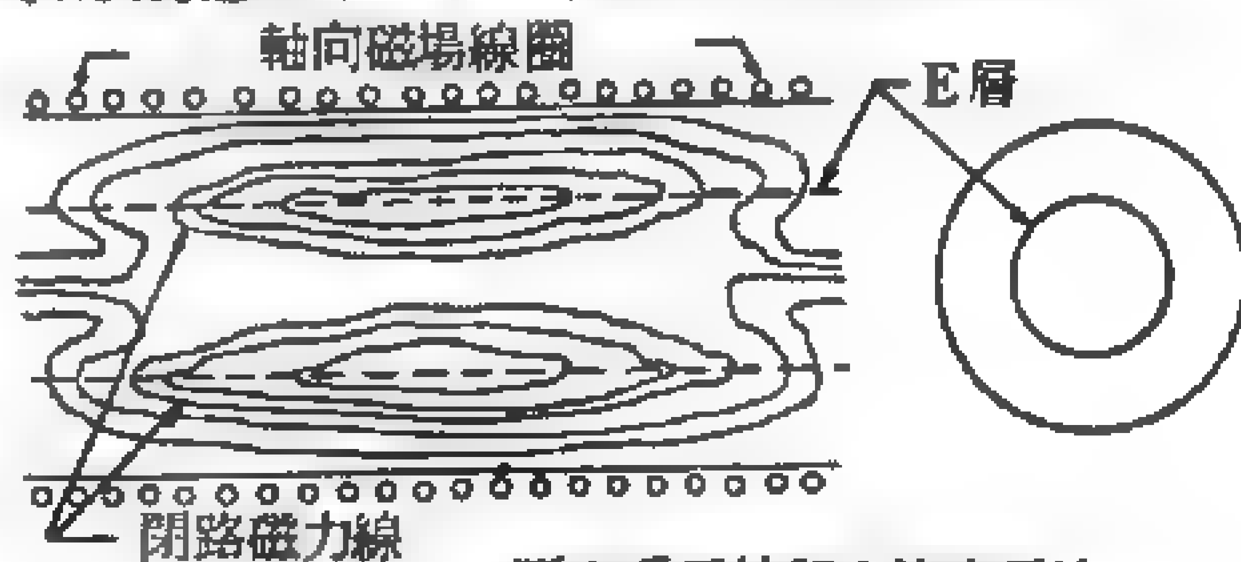


圖 8—207　阿士呑系統觀念的表示法

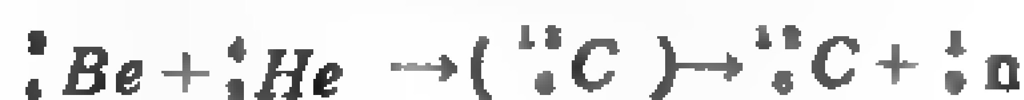
【阿伐 - 中子反應】(Alpha-neutron reaction)

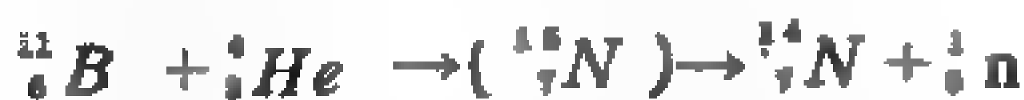
放出中子之反應稱爲阿伐 - 中子($\alpha - n$)反應，其通式爲：



最常見之阿伐 - 中子反應有：









在阿伐 - 中子反應中所產生之新核，常居於激發狀態，故常有γ 射線伴隨放出，例如 Be 受粒子撞擊後，同時有能量爲$2.7MeV$、$4.47MeV$、$6.7MeV$之γ 射線放出。1932年查兌克(*Chadwick*)在$^{10}_{5}Be(\alpha,n)$ $^{13}_{7}N$ 反應中發現中子，其反應爲：



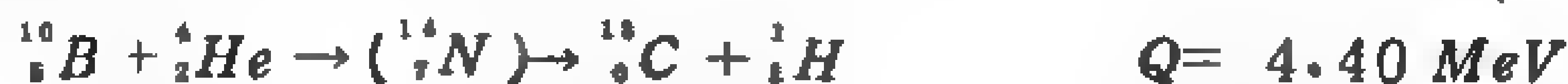
中子不帶電荷，故不受核電場之影響，能自由穿入各種原子核，而引起各種不同之核反應。今日之中子源，甚多是利用阿伐-中子反應獲得中子。

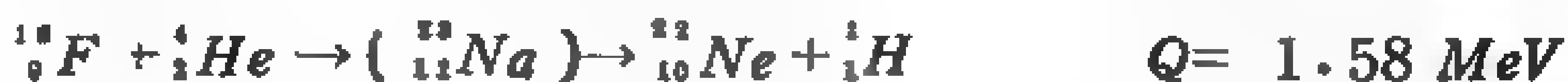
【阿伐 - 質子反應】(Alpha-proton reaction)

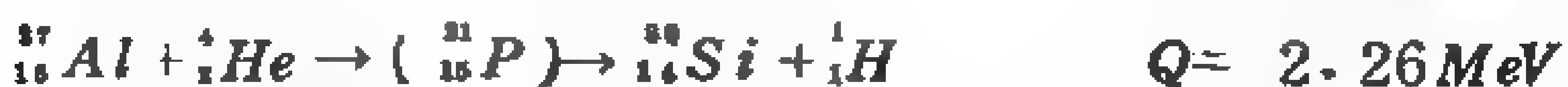
放出質子之反應稱爲阿伐 - 質子($\alpha - p$)反應，其通式爲：

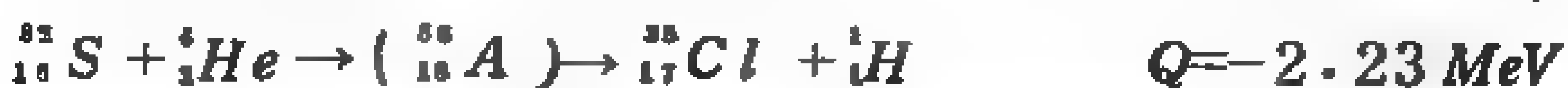


重要之例子有：









阿伐 - 質子反應又可以較簡之符號代替之，例如硼因阿伐粒子之撞擊而成碳的同位素 ^{13}C 及質子，可寫成 $^{10}B(\alpha,p)^{13}C$ 。反應中所生之複核，均與該元素之穩定同位素相同，但此等複核均處於激發狀態，皆不穩

定，故放出質子而成為基態。

【阿伐之比例計數器】(Proportional alpha counter)

用來偵察阿伐輻射(*alpha radiation*)及決定其強度的儀器。

【阿伐放射體】(Alpha emitter)

放射阿伐質點之放射性物質。

【阿伐射線】(Alpha ray ; α-ray)

阿伐射線是帶正電的氦原子核(α粒子)以高速度運動之粒子流。游離性甚強，其比游離度(*specific ionization* ; *ionization spécifique*)——每毫米(*mm*)射程內，所生之離子數——隨阿伐粒子速度而變化；粒子速度越小，則游離度越大。具有1 *MeV* 能量之阿伐粒子，每厘米內約可產生60,000 對離子，其在空氣中射程為0.5厘米。

因其帶有兩單位之氦原子核，故在磁場中，向陰極偏轉，其速度由 $1.37\times10^{9}\sim2.06\times10^{10}$ 厘米／秒，與偏轉半徑成正比，此可由一質譜儀(*mass spectrograph*)量度之。

由實驗之結果顯示，同一放射性物質所放出之阿伐粒子，其速度並不一致，即有一相當之能量範圍。這是同為核子具有若干不同激態之能層所致，故以其最大能量者為此種放射性物質之阿伐粒子之能量。

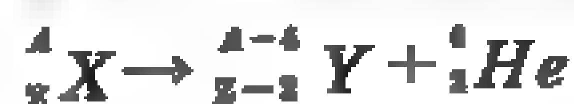
【阿伐射線分光計】(Alpha-ray spectrometer)

一種測量阿伐粒子能量分佈的儀器。

【阿伐衰變】(Alpha decay)

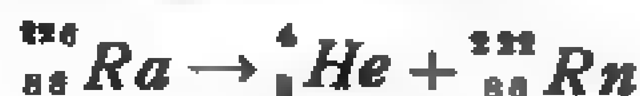
放射性元素之原子放射出一阿伐質點，則其原子核減少兩個正電荷，質量數減少4；即衰變為原子序少2及質量數少4之另一元素，此過程稱為阿伐衰變。

若以 X 和 Y 分別代表母核和繼承核，則阿伐衰變之過程可寫為：



$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$$

例如鐳原子（Ra）放射阿伐質點（即 $^{4}_{2}He$），而衰變爲氡原子（Rn），其核反應方程式如下：



$$^{226}_{88}Ra \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{222}_{86}Rn$$

阿伐衰變時所放出之阿伐粒子具有幾種各別的能量。如果將鈾－238放在一個能測得阿伐粒子能量的儀器中，可以得到圖8—208的情形。由鈾－238放射出的阿伐粒子，77％的能量爲4.18 MeV，23％的能量爲4.13 MeV。

在週期表中鉛以上的各元素，及一些輕元素諸如 $^{144}_{60}Nd$、$^{148}_{62}Sm$ 等，均能放射阿伐粒子，放射衰變中所放出之阿伐粒子，通常具有3至9 MeV的動能，但由於它的質量相當大，且帶有兩單位的電荷，所以在物質中穿透不遠。

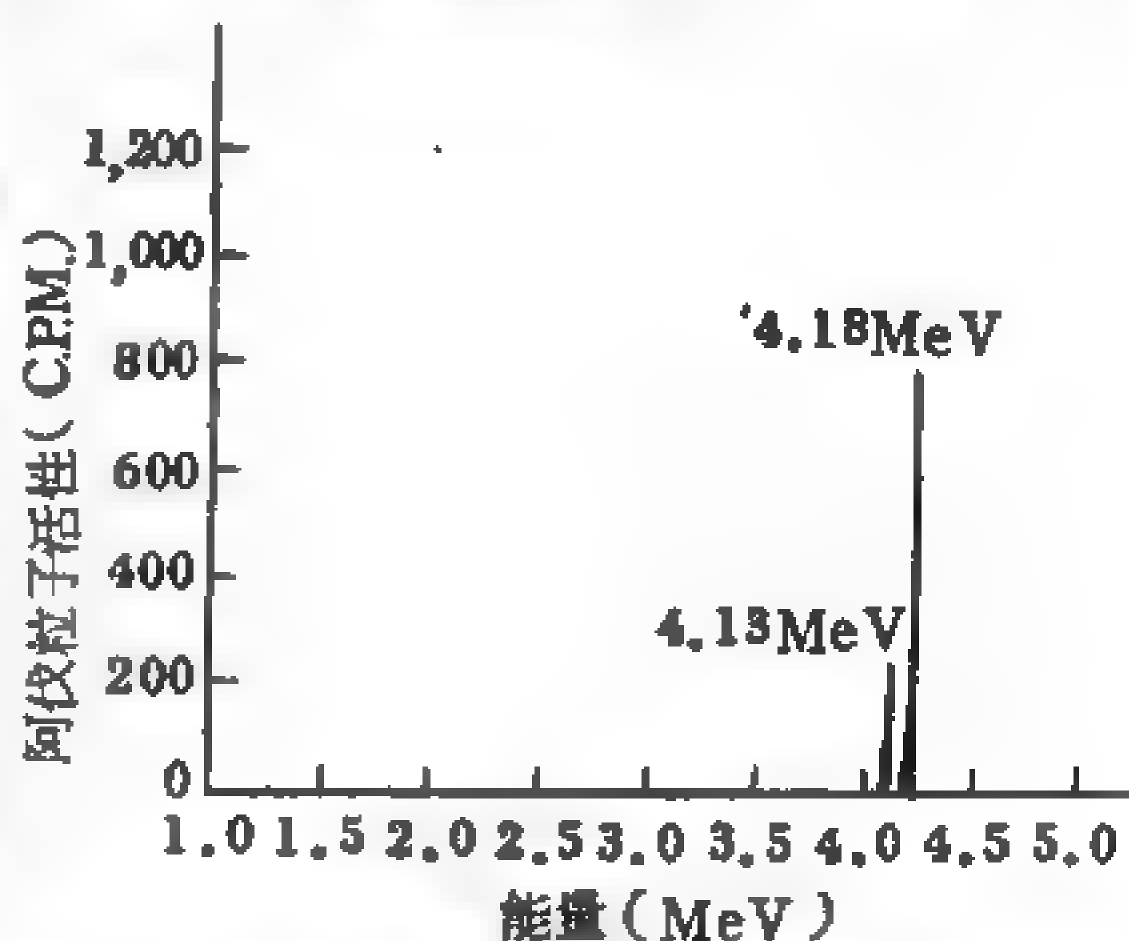


圖8—208

自鈾－238放射之阿伐粒子其能量分佈關係圖

【阿伐粒子】（Alpha particles）

一種由某些放射性材料所放出的帶正電的粒子。它是由緊束在一起的兩個質子和兩個中子所構成。均在 $S_{\frac{1}{2}}$ 殼層，所以它與一個氦原子的原子核完全相同，核的總自旋爲零，宇稱亦爲偶數，故非常穩定。

參閱"放射性（*Radioactivity*）"條。

【阿伐粒子射程】（Range of alpha particles）

阿伐粒子在物質中的射程，通常係用深度約爲1毫米的游離計數器來測定，如圖8—209所示。在改變阿伐粒子射源與游離計數器間的距離下，測定進入該器的阿伐粒子數，以推定阿伐粒子之射程。其到達的阿伐粒子數與距

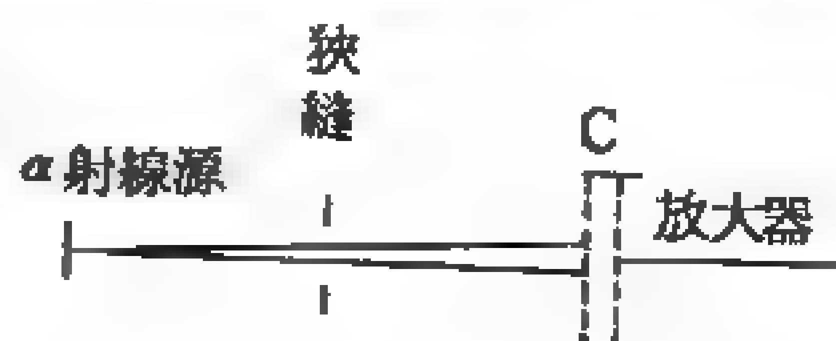


圖8—209

離的關係，可繪成圖8—210中曲線A之形式。由於阿伐粒子與物質中電子群碰撞的結果，使得曲線並未成一矩形，此項差異稱爲阿伐粒子之歧離（*straggling of α particles*）。

圖中之距離R_1，即曲線A之阿伐粒子數爲$\frac{1}{2}$之距離，稱爲平均射程（*mean range*）。其直線部分之延長線與橫軸相交點之距離，稱爲外推射程（*extrapolated number-distance range*）。

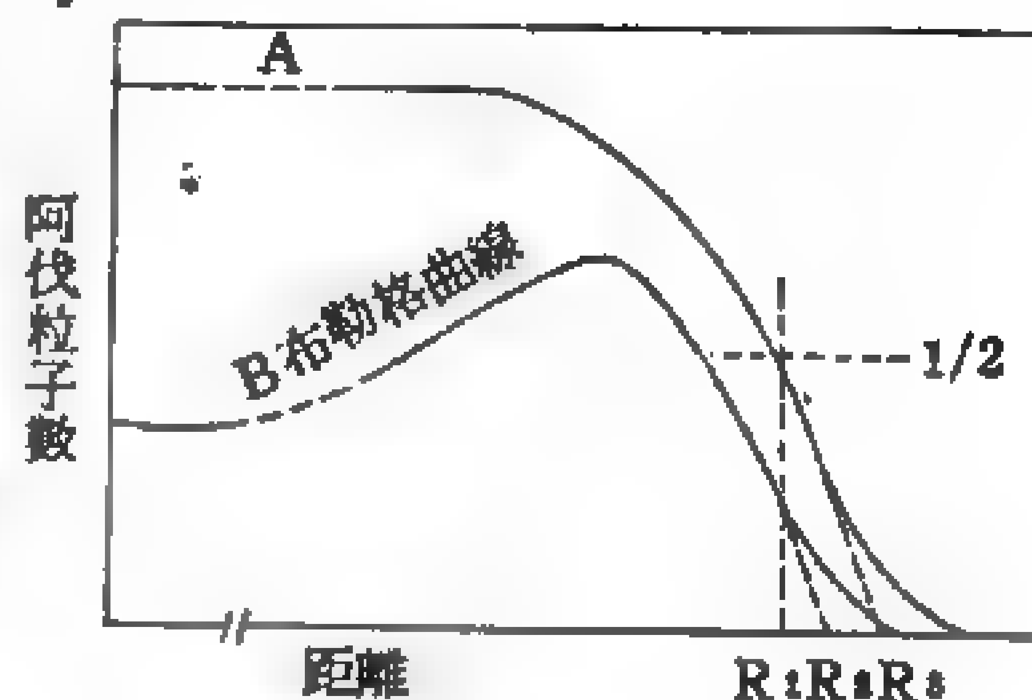


圖8—210

進而，若以游離計數器中之電壓脈搏，卽若以在單位長度內所產生的離子對數爲縱軸，則可得如圖8—210中之B曲線，此曲線稱爲布勒格曲線（*Bragg curve*）。此曲線之下降直線部分的延長線與橫軸之交點的距離R_3，亦可用以表示一種射程，此種射程稱爲外推游離射程（*extrapolated ionization - distance range*）。很明顯的，射程不僅爲阿伐粒子所具能量的函數，亦與它所經過之物質有關，因而應選一標準物質；通常係以溫度爲15°C、一氣壓之空氣作爲標準物質。就如此空氣言，R_1、R_2與R_3間之相差均爲0.25毫米程度。

吾人可由實驗決定射程R及阿伐最初動能E間之關係式；若E在4～7 *MeV*間，則有：

$$R = K \cdot E^{3/2} \quad (K\text{爲常數})$$

在標準狀態下之空氣中，則有：

$$E = 2.12\, R^{2/3}$$

或 $$V_0^3 = 1.03 \times 10^{27} R \quad (V_0 = \text{質點初速度厘米／秒})$$

在其他物質中之射程，可以布勒格、克利曼（*Bragg-Kleeman*）之經驗公式（*empirical formula*）：

$$L = 3.2 \times 10^{-4} R_a \frac{\overline{A}^{\frac{1}{2}}}{d}$$

求其近似值。$\overline{A}$為平均質量數，d為物質密度，單位為克／厘米^3。若依此式 在空氣中有數厘米平均射程之阿伐粒子，在動物組織中，其射程則為 30 ～ 40 微米。

阿伐粒子之能量與阿伐放射體之蛻變常數（*decay constant*）λ（或稱蛻變或然率）之間，亦有密切的關係。此關係為：蛻變常數λ愈大（亦即平均壽命愈小）則阿伐粒子之能量愈大，此事實首為蓋革（*Geiger*）和那托（*Nuttall*）所注意，曾就甚多的實例，予以研究。最後，發現λ與阿伐射線在標準狀態之空氣中之射程R間的關係為

$$\log \lambda = A + B \log R$$

但λ及R的單位分別為秒$^{-1}$及厘米。A及B均為常數，上式所示的關係稱為蓋革、那托定律。

在單位射程中，阿伐粒子動能之損失可由下式表示：

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m\vec{v}^2} nZ \log \frac{2m\vec{v}^2}{I}$$

其中n為每立方厘米中之原子數；Z為電荷數；e為電子之電荷；I為游離電位；m為電子質量。

以上各值均為吸收環境的特具性質，而Ze 為游離質點之電荷數；v為速度；dE/dx 稱為吸收環境的阻止本領（*stopping power*）。阻止本領與阿伐粒子平均射程$\overline{R}$間之關係式為：

$$\overline{R} = \int_0^{\overline{R}} dx = \int_0^{E_0} (-dE/dx)^{-1} dE$$

至於一物質之相對阻止本領（*relative stopping power*），即為該物質之阻止本領與標準狀態下空氣 1 厘米之阻止本領之比。

【阿貝爾、凱諾幾何】（**Azbel-Kaner geometry**）

阿貝爾、凱諾幾何常用以研究金屬中的廻旋共振（*cyclotron reso-*

nance ），或稱爲阿貝爾、凱諾效應。在這實驗中，一電磁波射在金屬上，非常高的頻率使電磁波只能穿入金屬中很短的距離，這就是熟知的趨膚效應（*skin effect*），和通常金屬表面能反射光的道理一樣。若加一平行於表面，且垂直於微波電場方向的均勻磁場，則電子在磁場中以螺旋軌道旋轉，旋轉的半徑遠大於趨膚深度（電磁波能穿透的距離）。若磁場爲一萬高斯，半徑約爲10^{-3}厘米，微波頻率爲10^{8}週／秒時，趨膚深度δ約爲10^{-4}厘米。因此在金屬內部大部分電子都未能感受到微波的存在。然而，少數電子能穿進電磁場存在的範圍，很快地潛入無電場的內部。在第二次旋轉時，重新進入場內，立即又退出。若電子的廻旋和微波場同步，就發生共振現象，換言之，當電子廻旋頻率$\omega c=\dfrac{eH}{m^{*}c}$（$m^{*}$爲電子有效質量）爲微波頻率$\omega$的$1/n$倍時，即

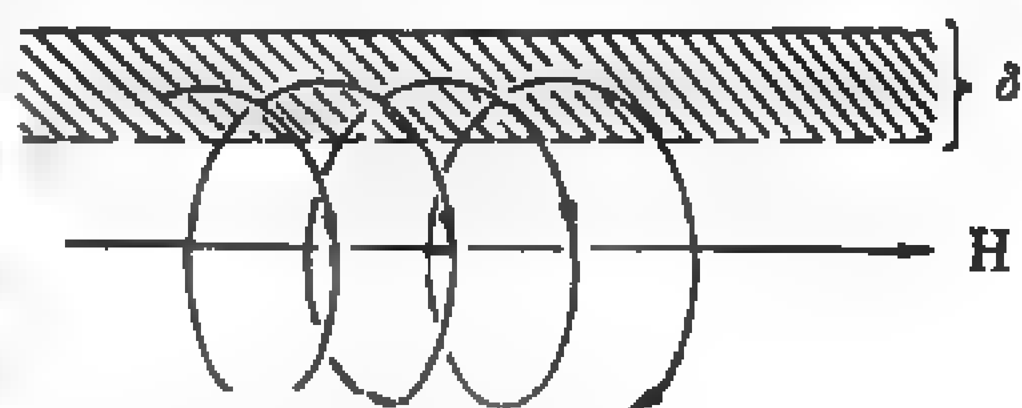


圖 8 — 211

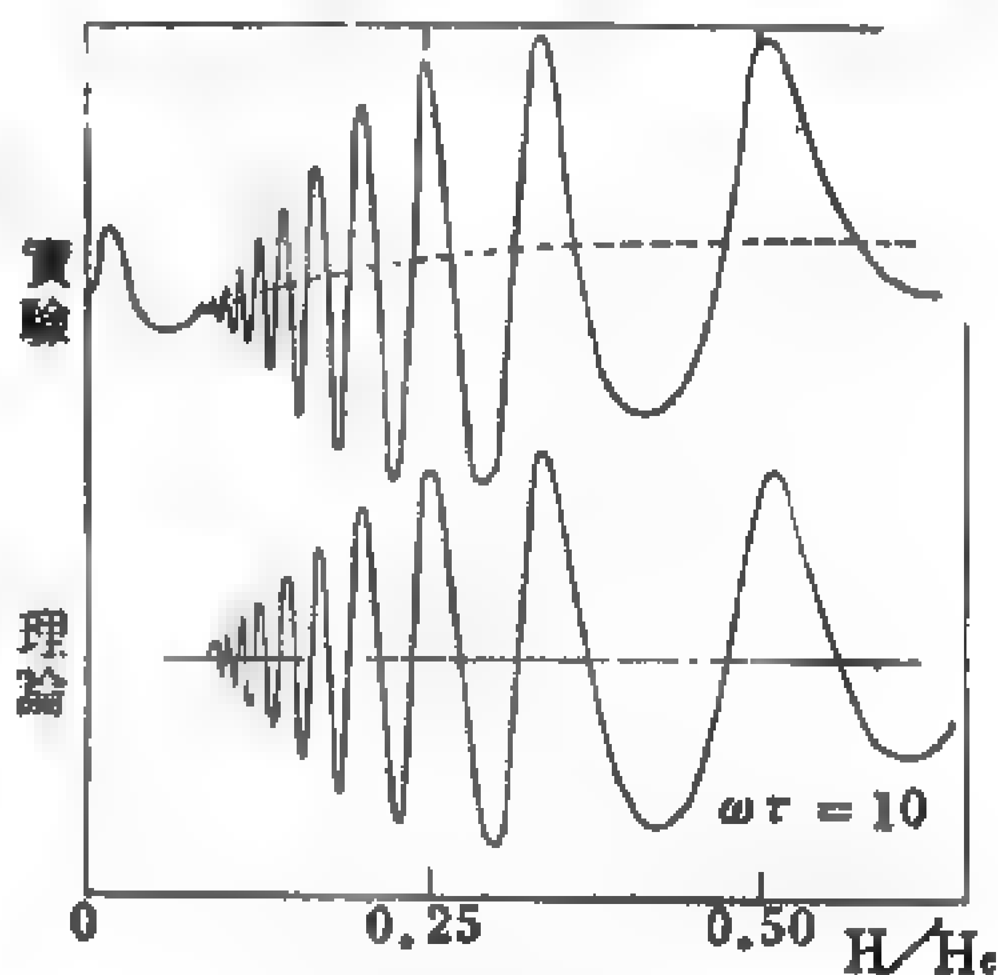


圖 8 — 212

$$\omega c=\frac{eH}{m^{*}c}=\frac{\omega}{n}$$

或
$$H=\frac{\omega m^{*}c}{en}$$

許多電子在共振現象下使得金屬的導電性大大增加。圖 8 — 212 是銅在24×10^{9}週/秒的廻旋共振，縱軸代表表面電阻對磁場的導數dR/dH。

【阿貝數】（ Abbe's number ）

物質色散率的倒數。

參閱"色散（*Dispersion*）"條。

【阿拉各斑】（Arago's spot）

由繞射現象所產生非常明顯的點。

【阿波羅登陸月球計劃】（Apollo lunar landing plan）

是美國最大最複雜有關攜帶人類飛行於太空的計劃，其目的是攜送探險者登陸月球而後並要安全返回地球，如圖8—213所示即阿波羅計劃之發射登陸月球及回返地球諸步驟。

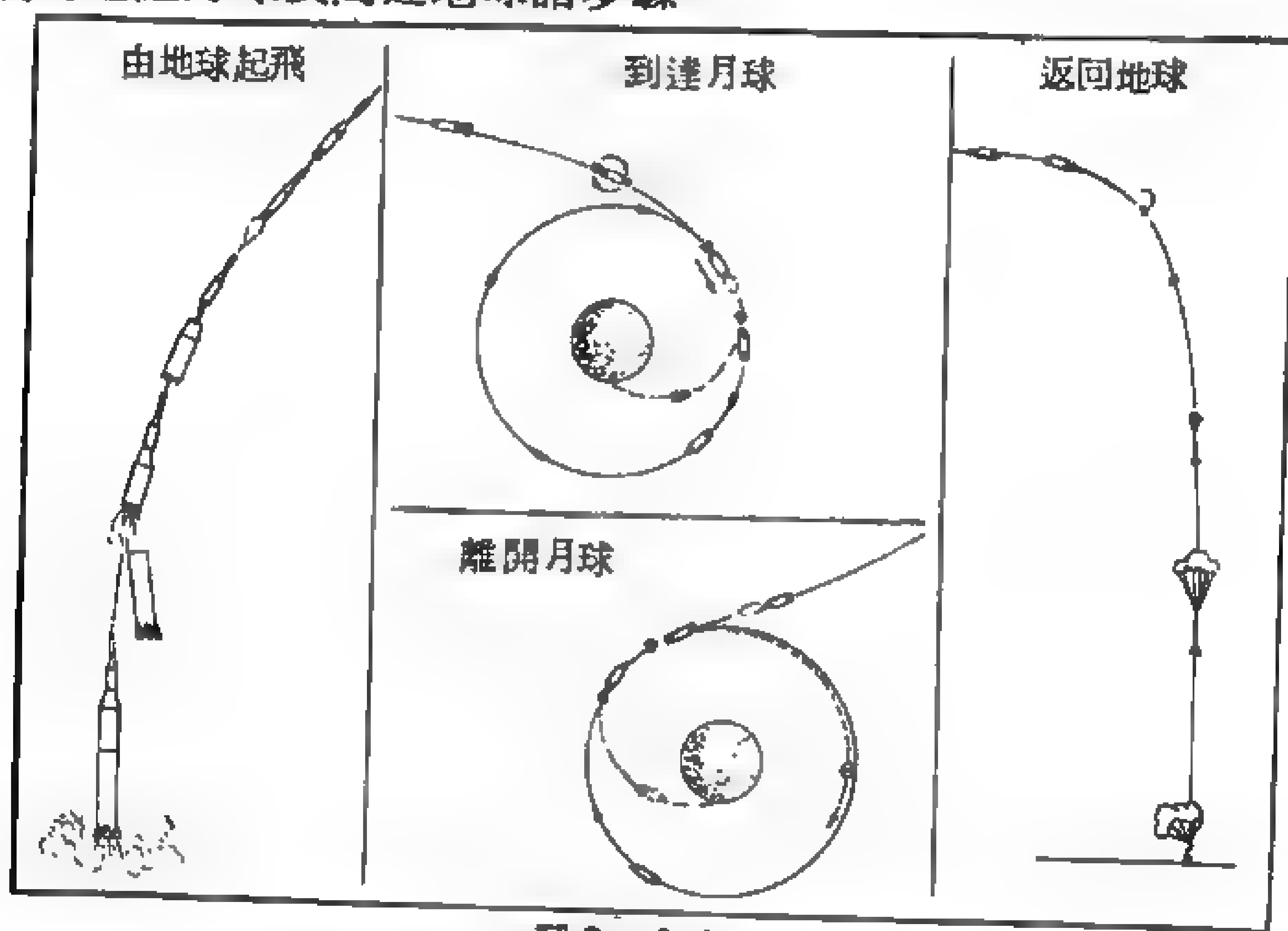


圖8—213
阿波羅計劃之發射登陸月球及回返地球諸步驟

阿波羅太空艙約可分爲三部分：

1. 指揮部分——此部分被設計容納三個太空人。太空艙的環境必須使太空人不必穿著太空衣在其中能工作、進食和睡覺，它與飛機的駕駛艙相像，有窗戶、控制系統和各種儀表及電子計算機等，以期使太空人能駕駛太空艙。因爲僅此部分將來要同太空人回返地球，故被設計成能承受極巨大的減速力量和高熱。由月球返回地球時的速度爲每小時二萬五千哩，當進入大氣層後，太空人可以操作太空艙降落在選定的地區

內，此指揮部分約重5噸，高11呎，直徑13呎。

2. 服務部分——此部分中裝置有火箭引擎和所需燃料，太空人可以控制太空艙進入或脫離圍繞月球的軌道或改變方向，此部分將在進入地球大氣層被丟棄，它約重24噸，長23呎，直徑13呎。

3. 登陸月球部分——這實際上是一個太空小艇(圖8—214)。它將攜帶兩個太空人登陸月球並再送他們回到圍繞月球軌道上，然後再與服務部分在月球軌道上相遇合。在地球發射時它約重$14\frac{1}{2}$噸，高20呎，直徑13呎，其中裝置有火箭以減低著陸月球時的速度及再使它由月球進入月球軌道。此部分另有四支像蜘蛛腳似的腳向外伸出以支持它停留在月球表面上，這些腳將留置於月球上。當兩個登陸月球的太空人回到指揮部分後，此登陸部分卽脫離而被遺留於月球軌道上。

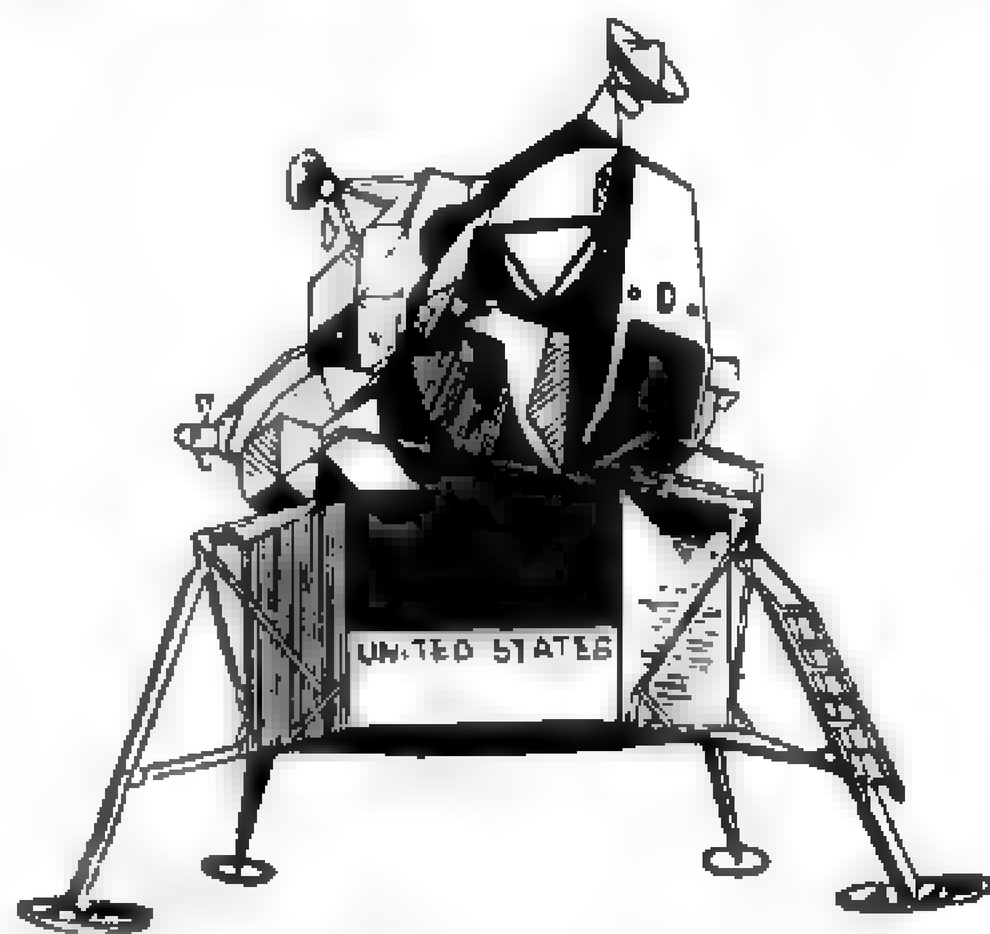


圖 8 — 214
阿波羅計劃中登陸月球部分之模型

阿波羅計劃大約分三步驟以達到登陸月球。這三個步驟必須順序完成：

1. 農神一號火箭首先送一個不載人的試驗模型進入軌道以測驗工程上的諸項試驗，這已於1965年七月卅日完成。

2. 半軌道式的試飛，加強型農神一號型火箭，也需要一連串的軌道飛行試驗，希望能獲得更多登陸月球所需的技術與訓練，1967年初阿波羅太空艙失事被焚，三名太空人喪生，因而使美國再檢討阿波羅太空艙之設計及有關登陸月球計劃，致使登陸月球較卽計劃延遲甚多。1968年十月廿二日阿波羅七號太空艙成功的以加強農神一號*B*型火箭送入地球軌道，及同年十二月廿一日阿波羅八號發射，三名太空人完成了各項任務，大大的增加了1969年人類登上月球的可能性。

3. 農神五號火箭發射阿波羅登陸月球探測，農神五號如前所述，高 395呎，重六百萬磅，第二次試射火箭係於 1968 年四月舉行，因火箭一度爆炸失落兩個引擎，將延遲阿波羅登陸月球計劃。農神五號前兩節和部分第三節的燃料是用來推進阿波羅太空艙入地球軌道。在一適當的位置和時間下，第三節再度點燃，推進太空艙奔向月球，這時速度約爲每小時二萬五千哩。當第三節燃畢後，太空人將太空艙的指揮部與服務部分離，而將登陸月球部分前端與指揮部分之前端相連接。當飛近月球附近後，阿波羅太空艙須旋轉 180 度使其成尾部向前之位置，同時裝於服務部的火箭開始工作，使太空艙進入一個離月球約 100哩 高的圓形軌道中，三個太空人中的二人，走進太空艙的登陸月球部分。然後使它下降在月球上，而另一太空人仍留在繼續環繞月球的太空艙之指揮部中。那兩位登陸太空人探測他們登陸附近月球表面情況、攝影、收集樣品及行使試驗。之後返回登陸月球部分，發動火箭再返回原月球軌道中，與留在軌道中的指揮部分相週合。週合後太空人全部返回指揮部分，丟棄登陸月球部分，開動火箭脫離月球而飛向地球。最重要的一步爲回返地球進入大氣層。在時速每小時二萬五千哩下，太空艙必須有一個非常精確的角度所謂“回返走廊”以避免太空艙被摩擦所生之熱量焚毀，或太空艙因受反彈而跳回太空中。太空人在此時必須操作火箭以修正太空艙之飛回方向。當安全進入大氣層後服務部分即被丟棄。於摩擦高熱及巨大減速力量過去後，太空艙僅餘之指揮部首先打開一個小降落傘然後一個大降落傘以穩定太空艙使其緩慢降落地球上。其他地面人員停留在預定降落附近以收回太空艙並迎接太空人之勝利返回地球。此項壯舉已於 1969 年由阿姆斯壯（ *Amstron* ）等三人搭乘阿波羅十一號完成。

【阿特午機】(Atwood's machine)

此器械爲實驗落體運動之裝置，其構造如圖 8 — 215，以一細絲架於一滑車上，絲之兩端繫質量相等之二重錘 M 和 M'，二者可保平衡，不起

運動，若於任一錘M上，加小錘m，則M下落，其落下之路程，可由直立之尺度測之。又有一小木框，可沿尺度上下，M錘落至木框所在處，則所加之小錘m除去，支撐滑車之臺上。附一時辰擺，用此可測落下之時間。

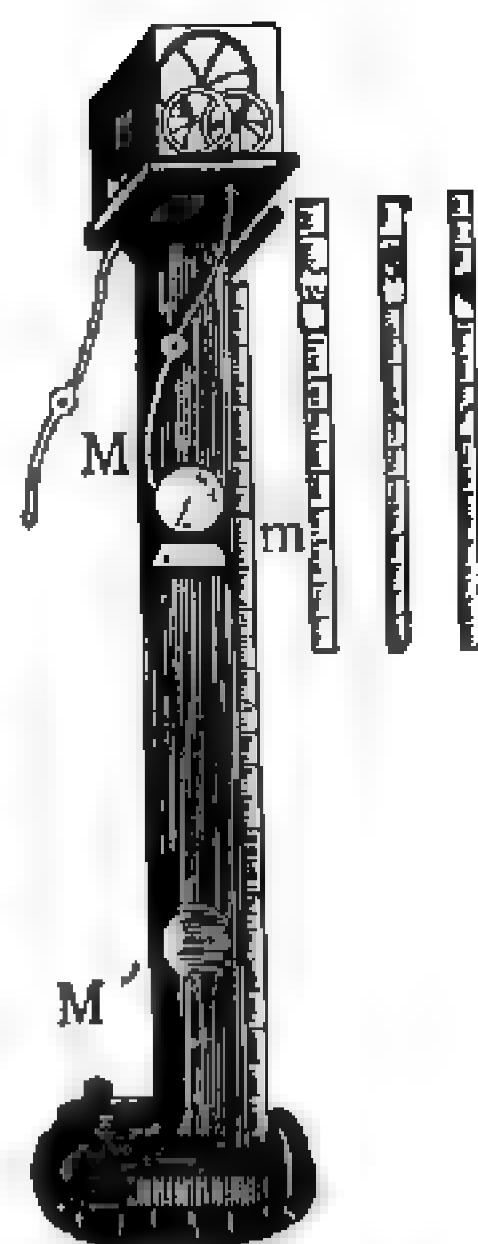


圖 8—215

用此器械時，先以小錘m加於M錘上，則重力作用於m，而起加速運動，一秒後，除去m，則重力之作用止，而變爲等速運動。此後測得其一秒間所經之距離a，則a即一秒間所得之加速度。然使之運動之力爲作用於m上之重力，而全體運動之質量爲$M+M'+m$，茲令作用於質量一厘米上之重力爲g，則兩錘落下之力，各爲$(M+m)g$及$M'g$，由是得作用於全質點系之合力，爲$(M+m)g-M'g=mg$。此力以運動體之全質量$M+M'+m$除之，得其加速度a。即

$$a=\frac{mg}{M+M'+m}$$

$$g=\frac{M+M'+m}{m}\ a$$

用此器械，若測得落下之加速度a，則由上式可求得重力g。

【阿基米德】(Archimedes 287?—212B.C.)

希臘數學家及發明家，生於西西里之撒拉庫斯(*Syracuse*)，在埃及亞歷山大求學。對現代的科學有甚多基本的發現，例如槓桿和滑輪的定律。曾有豪語：「給我立足之地，我會使地球移動！」他設計能搬運重物的機械，用繩索和滑輪，使人能將大船自船塢移入海中。

傳說撒拉庫斯的國王赫諾(*Hiero*)命阿基米德查明王冠是否由純金製成，但不許損壞王冠。一天他在浴缸中留意到水溢出缸外而導出浮

力原理，並因此發覺王冠並非純金所造。阿基米德在數學上也有輝煌的成就，曾證明圓周率π在$3\frac{1}{7}$與$3\frac{10}{71}$之間，並曾計算圓面積、球和圓錐的體積。爲有史以來最偉大的數學家。

阿基米德晚年定居西西里，當羅馬人佔領撒拉庫斯時，羅馬大將馬賽拉斯（*Marcellus*）命令部屬不得傷害阿氏。但據說一兵士發現他在沙地上畫幾何圖形，正作研究，阿氏告訴士兵切勿擾亂，士兵不識阿氏，竟將他殺死。又說士兵覬覦阿氏的金製儀器而將他殺死。

【阿基米德原理】（**Archimede's principle**）

在流體中靜止的任何物體，均受由周圍而來的壓力，這些壓力的合力就是浮力，浮力的方向和重力的方向相反，其大小等於和物體同體積的流體所受的重力，這稱爲阿基米德原理。

若以公式表示，則爲

$$B=W-W'=V\cdot d$$

式中B爲固體置於液體中時液體所生之浮力；W爲固體在空氣中時之重量；W'爲固體在液體中時之重量；V爲固體之體積；d爲液體之密度。

【阿僕列頓球面】（**Appleton layer**）

即阿卜呑層。

參閱“阿卜呑層（*Appleton layer*）”條。

【阻力】（**Resistance**）

物體在流體中運動時，在運動的方向，受著流體的反作用力，使其速度減小，這種反作用力稱爲阻力。阻力的大小，和運動方向成直角的截面積及速度的平方成正比。羽毛比小錢的面積大，受空氣的阻力亦大，故落下較慢。空中的雲霧，面積很大，所以不容易降下；但若聚成雨點，面積縮小，就會落下。

參閱“機械利益（*Mechanical advantage*）”條。

【阻止本領】（**Stopping power**）

入射粒子在物質中行進時，行經單位長度的路程時所損失的能量，卽 $-dE/dx$，爲這種物質對此粒子的阻止本領。這種衰減型式用以探究帶電重粒子如質子、氘核、α 粒子行經物質的情形。例如粒子的靜止質量爲 M ($\gg m$，電子的靜止質量)，電荷 ze，速度 V ($=\beta c$)；均勻介質每立方厘米含 N 個原子，其原子序數爲 Z，則行經單位路程的能量損失 (由於激發或電離) 爲

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{4\pi e^2 z^2}{mV}NZ\left[ln\frac{2mV^2}{I}-ln(1-\beta^2)-\beta^2\right]$$

式中 I 是平均原子激發位，可由托馬士、費米 (*Thomas - Fermi*) 電子分佈函數計算而得　$I=kZ\simeq 11.5eV$。

【阻尼力】(Damping force)

卽阻滯力。

詳閱"阻滯振盪 (*Damped oscillation*) "條。

【阻尼係數】(Damping coefficient)

卽阻滯係數。

詳閱"阻滯係數 (*Damping coefficient*) "條。

【阻尼振盪】(Damped oscillation)

詳閱"阻滯振盪 (*Damped oscillation*) "條。

【阻抗】(Impedance)

具有有效電阻 (*resistance*) 和電抗 (*reactance*) 的電路所呈現的交流總阻。因爲有效電阻上的電壓與該電阻中所通過的電流具有相同的相位，而電抗上的電壓與電流之間則存在著 ± 90° 的相位移 (正負號決定於電路是具有感抗還是容抗)，所以在串聯相接的有效電阻和電抗上的電壓之間，同樣也存在著 ± 90° 的相位移。因此，在有效電阻與電抗串聯的情況下，電路中的總電壓爲：

$$V=\sqrt{V_a^2+V_p^2}=I\sqrt{R^2+X^2}$$

式中的V_a與V_p分別表示有效電阻R及電抗X上的電壓；I表電路中的電流強度。

這一點可以利用矢量圖來證明，正像利用電流有功分量及無功分量可以求出總電流一樣。從另一方面來說，電路中的總電壓應當等於ZI（這裏Z是電路中的阻抗，I是電路中的電流強度），因而可得：

$$ZI = I\sqrt{R^2+X^2}$$

$$Z=\sqrt{R^2+X^2}$$

因爲電抗等於：　$X=\frac{1}{\omega C}-\omega L$

式中ω表電流的角頻率，故得：

$$Z=\sqrt{R^2+(\frac{1}{\omega C}-\omega L)^2}$$

從所得公式可以看出，在有效電阻與電抗串聯的情況下，一般來說，電路的阻抗大於電路有效電阻R，只有在諧振時，電路的電抗變爲零（當所供電的角頻率爲$\omega=\frac{1}{\sqrt{LC}}$時，便能發生這種情況），電路阻抗才等於有效電阻，卽阻抗達到最小值。同時電路中的電流與電壓同相。一般地講，當電路中的電抗不等於零時，電流與電壓之間便存在着相位移，其大小與符號，則以電抗的大小與符號爲轉移。這就是說，電路的阻抗具有複數的性質。

在有效電阻與電抗互相並聯的情況下，阻抗便根據並聯定律而決定，不過要考慮到各阻抗內所通過電流之間的相位移。在並聯諧振時，電路阻抗達到最大值。

阻抗的單位和電阻相同，是用歐姆。

【阻抗匹配】（Impedance matching）

電源與加載阻抗相等時電力輸出最大。有效電阻最小，便叫阻抗匹配。

【阻抗耦合】（Impedance coupling）

兩級電子管的聯絡是靠線圈、電容、電阻三項零件完成者，該三項零件的合成阻抗是前級的負荷，也是下級的輸入電路。這種配合便叫做阻抗耦合。

圖 8 — 216 為一阻抗耦合放大電路，在實用上，這種耦合方式並不常見，圖中之直流電源電壓都是由電池所提供，如果是在實際電路，直流電源電壓可由整流器供給，同樣偏壓電壓也可由整流器或自給偏壓方式提供。

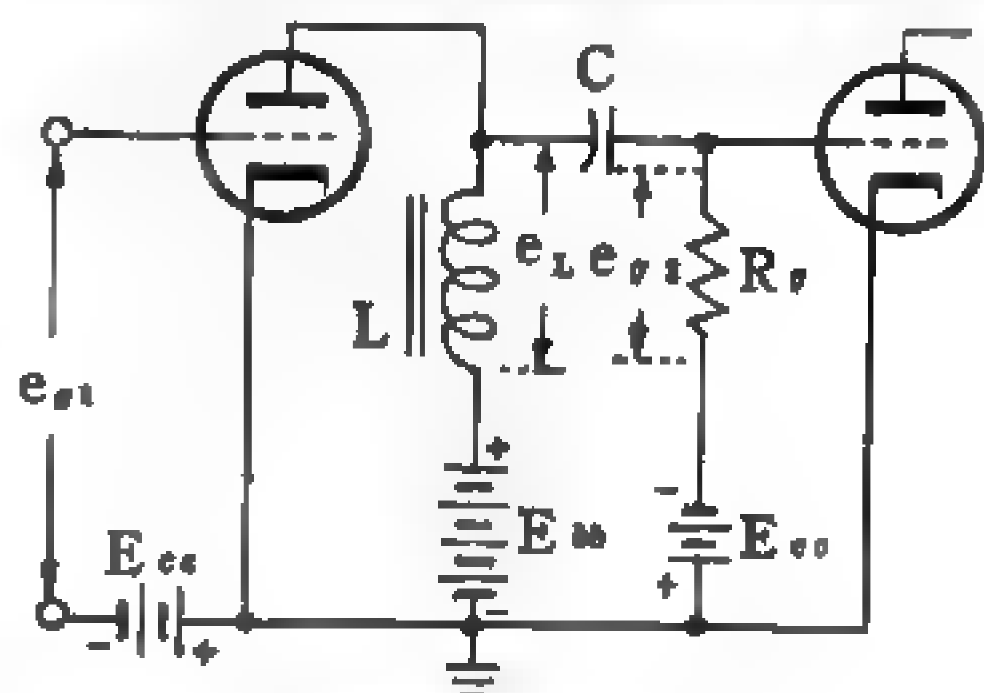


圖 8 — 216
阻抗耦合三極管放大器

阻抗耦合電路的名稱，是由電感線圈（ L ）所生的阻抗而得。任何線圈內均包含有電阻及感抗（ $2\pi fL$ ），並且感抗與頻率成正比。線圈作用於直流時，感抗為零，所以只有極小的電阻存在，但作用於交流時，其阻抗（ *impedance* ）中的感抗（ *inductive reactance* ）部分相當高，通常電阻部分比感抗小很多，所以均以感抗代表線圈的阻抗。此電感式阻抗（因其主要為感抗，所以如此稱之）可在屏極電路形成一輸出信號電壓降，對直流屏極電流幾無電壓降產生（線圈的直流電阻太小，所以產生的電壓降忽略不計），由於直流壓降太低，因此可使電子管在高屏極電壓下作用，同時可獲得較大的增益。獲得較大增益所付的代價，就是放大電路的頻率響應不平穩一致。由於線圈的阻抗為感抗，所以作用頻率增加，感抗隨頻率增大，當然輸出電壓（ e_L ）與增益也增加。在阻抗耦合放大器的頻率響應曲線上顯示，增益隨頻率的增大而稍微增高，在較低的頻率時，增益則非常的低，整個頻率響應成一斜線，但作用頻率太高時，增益也開始下降，這是由極間電容、雜散及分佈電容所造成，這與電阻耦合放大電路在高頻率的響應相似。

【阻抗線圈】（ Impedance coil ）

抗流用的感應器。

【阻抗橋】（ Impedance bridge ）

用電橋裝置以測阻抗的儀器。

【阻流圈輸入濾波器】（ Filter choke input ）

濾波器以阻流圈放置於電容器之前者。

【阻容振盪器】（ R-C oscillator ）

電路中只有電容（ *capacity* ）和電阻（*resistance* ），而沒有電感線圈的電子管振盪器。弛緩振盪（ *relaxation oscillation* ）的振盪器便屬於這個類型。

不過阻容振盪器也可以產生接近於正弦波的振盪。與用差拍而工作的音頻振盪器不同，阻容音頻振盪器可以直接產生出音頻振盪，因而其構造也就要簡單一些。

【阻塞濾波器】（ Band-rejection filter ）

最簡單的阻塞濾波器就是一個由電容與電感並聯而成的廻路，此廻路串接到某一電路中，以阻塞此廻路所調諧那一頻率的電流。阻塞濾波器的作用原理是：由電容與電感並聯而成的廻路對於此廻路所調諧那一頻率的電流呈現出非常大的阻抗，而對於其他頻率的電流則阻抗很小。舉例說，阻塞濾波器可以用在無線電接收中以削弱干擾。將一並聯諧振電路與天線串接，如果接收受到某一電臺的干擾，則可將濾波器調諧到該電臺的頻率，這樣就可使干擾大大減弱。另外還可採用不是一個單獨振盪廻路的阻塞濾波器，而是比較複雜的帶通濾波器（ *band pass filter* ）。

【阻滯係數】（ Damping coefficient ）

又稱阻尼係數 。

1.將電路中消失電能之有效電阻（ R ），除以兩倍振盪電路之磁感量（ $2L$ ），所得之商數。茲以算式表之如下：

$$\frac{R}{2L}$$

其中L為振盪電路中之線圈磁感量（ *henry* ）；R為振盪電路中消失電能之有效電阻（ *ohm* ）。

2.在空氣中質點前進時所受的摩擦力和它的速度約成正比，即

$$F_f \approx -\lambda \dot{x}$$

式中λ是正值常數，稱爲阻滯係數或阻尼係數。

【阻滯振盪】（ Damped oscillation ）

【 I 】力學中的阻滯振盪（阻尼振盪）

基於理論，若質點以一定的或調變的振幅繼續不斷的振盪著，即不管時間延續多久，振盪的現象還是存在的。但實際上，當我們使一個彈簧或單擺從某一振幅開始振盪，它擺動的幅度會隨著時間的延續，慢慢變小，終至停止下來。這是因爲阻滯（ *damping* ）作用的緣故。

首先，我們要討論一自由運動的質點，受到摩擦力後的變化情形。摩擦力是阻礙一物體運動的外力，如果一質點所受的唯一外力是摩擦力$\vec{F_f}$，則其運動方程式爲

$$m\ddot{x} = F_f$$

通常在稀薄的空氣中，一速度不太大的質點所受到的摩擦力約和它的速度成正比，即

$$F_f = -\lambda \dot{x} \qquad (1)$$

λ是正值常數，稱爲阻滯係數（ *damping coefficient* ）；負號表示摩擦力和運動的方向相反，F_f即爲阻滯力。在這個假定下，質點的運動方程式，變成

$$m\ddot{x} + \lambda\dot{x} = 0$$

或寫成

$$\dot{v} + \frac{1}{\tau}v - 0 \qquad (v = \dot{x}) \qquad (2)$$

$$\tau = \frac{m}{\lambda} \qquad (3)$$

稱爲弛緩時間（ *relaxation time* ）。（2）式可以移項成

$$\frac{dv}{v}=-\frac{dt}{\tau}$$

這一來，我們就可以很容易的作一次積分

$$\int_{v_0}^{v}\frac{dv}{v}=-\frac{1}{\tau}\int_0^t dt$$

$\vec{v}_0$ 是 $t=0$ 時的質點速度，$\vec{v}$ 是 t 時的質點速度。因此

$$ln\frac{v}{v_0}=-\frac{t}{\tau}$$

ln 代表自然對數。或改寫成 e 指數

$$v(t)=v_0 e^{-t/\tau}$$

這結果告訴我們，質點受到（1）式那樣的阻滯力後，它的運動速率，就會依 e 指數減弱，經過 $t=\tau$ 的時間後，它的速率就只有起始時的 $1/e$。τ 也叫做這個質點的阻滯時間常數。

質點除受到彈力 $F=-kx$ 外還受到（1）式所代表的阻滯力。所以阻滯振盪的運動方程式爲 $m\ddot{x}=-kx-\lambda\dot{x}$

或按照一般的習慣，寫成 $\ddot{x}+\frac{1}{\tau}\dot{x}+\omega_0{}^2x=0$ （4）

式中的 τ 還是代表弛緩時間（3）式，$\omega_0=\sqrt{\frac{k}{m}}$ 式代表振盪器的自然振盪頻率。這個微分方程式，包括一個振盪因素（正弦或餘弦函數），和一個阻滯因數（ e 的負指數函數）。因此，我們假定解的形式爲

$$x=Ae^{-\beta t}\cos(\omega t+\varphi) \qquad (5)$$

其中的 β 和 ω 要能滿足（4）式，而 A 和 φ 要能滿足起始條件。爲求 β 和 ω 的值，我們先將上式對 t 求兩次導數

$$\dot{x}=-\beta Ae^{-\beta t}\cos(\omega t+\varphi)-\omega Ae^{-\beta t}\sin(\omega t+\varphi)$$

$$\ddot{x}=(\beta^2-\omega^2)Ae^{-\beta t}\cos(\omega t+\varphi)+2\beta\omega Ae^{-\beta t}\sin(\omega t+\varphi)$$

然後代入(4)式，化簡得

$$(\beta^2-\omega^2-\frac{\beta}{\tau}+\omega_0{}^2)Ae^{-\beta t}\cos(\omega t+\varphi)$$
$$+(2\beta\omega-\frac{\omega}{\tau})Ae^{-\beta t}\sin(\omega t+\varphi)=0$$

只有正弦和餘弦函數的係數都等於零，才能使這個方程式對任何的 t 都成立，這也就是(5)式要能滿足微分方程式(4)式的條件。從正弦函數的係數等於零，可以得到

$$\beta=\frac{1}{2\tau}$$

從餘弦函數的係數等於零，又有

$$\omega^2=\beta^2-\frac{\beta}{\tau}+\omega_0{}^2=\omega_0{}^2-\frac{1}{4\tau^2}$$

或
$$\omega=\sqrt{\omega_0{}^2-\frac{1}{4\tau^2}}=\sqrt{\frac{k}{m}-\frac{\lambda^2}{4m^2}} \tag{6}$$

因此，在阻滯力不太大的情況下 $\omega_0>\frac{1}{2\tau}$（這樣 ω 才有實數解），阻滯振盪的位移函數為

$$x=Ae^{-t/2\tau}\cos(\omega t+\varphi) \tag{7}$$

又從(6)式，顯而易見阻滯力降低了振盪的頻率。不過，在 $\omega_0\tau\gg1$ 的低阻滯極限下，這個頻率就會非常接近振盪器不受阻滯時的自然振盪頻率 ω_0。阻滯力也使振幅 $Ae^{-t/2\tau}$，隨時間而減小。圖8—217是阻滯振盪的位移隨時間變化的情形。

如果阻滯力很大，以致 $\omega_0=\frac{1}{2\tau}$ 或 $\omega_0<\frac{1}{2\tau}$，則(6)式算得的 ω 會等於零或虛數。這一來，微分方程式(4)式的解就不能再被寫成(7)式的形式。事實上，這時候質點的運動不再是振盪的了。從某一個位移放開後，質點即慢慢回到平衡點，而沒有往復的運動。$\omega_0>\frac{1}{2\tau}$ 狀況下

的阻滯振盪稱爲下阻滯（*under damped*），$\omega_0=\frac{1}{2\tau}$ 的阻滯稱爲臨界阻滯（*critically damped*），$\omega_0<\frac{1}{2\tau}$ 的阻滯稱爲過阻滯（*over damped*）。只有在下阻滯的情況下，質點的運動才是振盪的。

【Ⅱ】電學中的阻滯振盪（阻尼振盪）

在產生振盪電流的振盪電路中，是有電阻存在的，因此振盪中一部分能量轉變成熱能，這就使振盪電流逐漸減弱，以致最後消失。這種逐漸減弱的振盪，叫做阻滯振盪。由於振盪電路都有電阻存在，所以一般都是阻滯振盪。

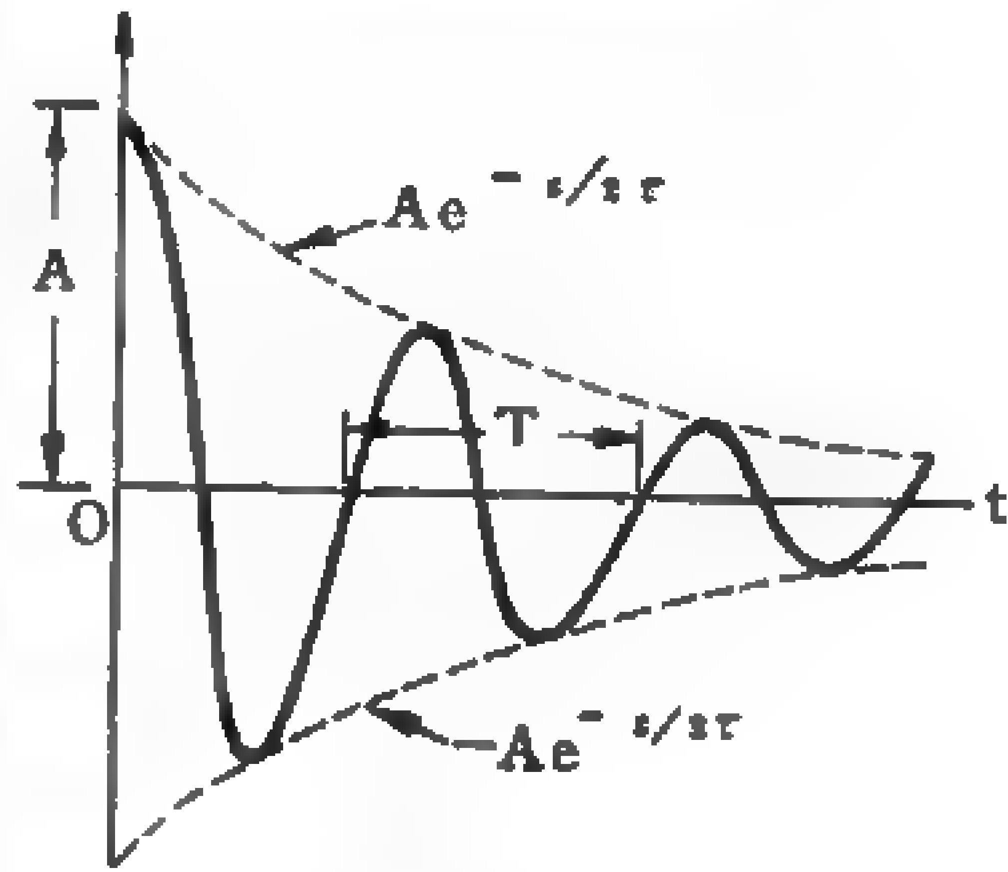


圖8—217　阻滯振盪

如果振盪電流不逐漸減弱，而永遠保持一定的值，我們就把這種不逐漸減弱的振盪叫做無阻滯振盪（*undamped oscillation*）。交流電就是無阻滯振盪，它總是保持一定的強度。如果適當地把能量供給阻滯振盪的電路來補償由於電阻所消耗的能量，這樣就可以得到無阻滯振盪。

電路中的阻滯振盪，若以數學公式的形式表示出來，則與力學上的完全相同，各元件的電阻就等於力學上的黏滯力，電源等於彈力。

【阻滯諧和運動】（**Damped harmonic motion**）

即阻滯振盪。

參閱"阻滯振盪（*Damped oscillation*）"條。

【附帶特性】（**Extrinsic properties**）

謂由不純度或晶體缺陷所引起的某些特性。

【附著】（**Adherence；Adhesion**）

異類分子之間相吸引而黏附在一起的現象。

【附著力】(Adhesion ; Adhesive force)

異類分子間之引力，稱爲附著力。分吸附力、吸留力、黏滯力等。

【雨】(Rain)

海面、沼澤或河川內之水，受日光所照，熱而化爲水蒸氣，而水蒸氣較水輕，重量不足以克服上升氣流的上升力，而隨之上升，升至高處，遇冷凝結爲細微水滴，則成雲，無數細微水滴集合而成大水滴，其重量勝過空氣之浮力而降下，則成雨。也有水蒸氣附在冰晶粒上，使冰晶粒漸漸變大而落下，途中熔化變成雨滴的。



圖 8 — 218　對流雨

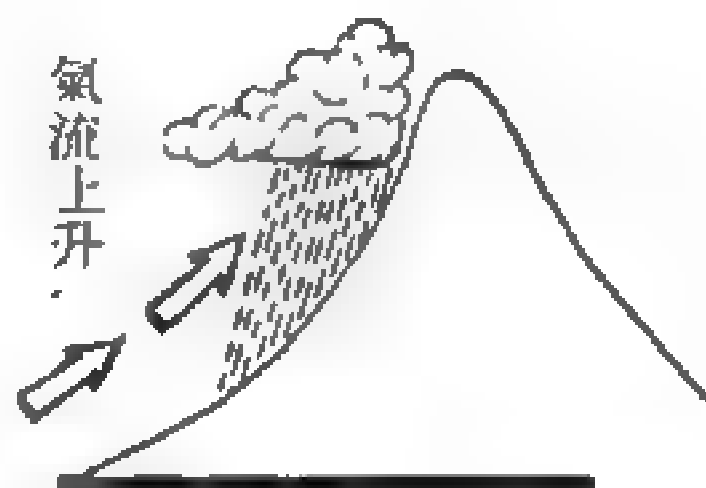


圖 8 — 219　地形雨



圖 8 — 220　氣旋雨

自然降雨可分爲對流雨、地形雨、氣旋雨及鋒面雨：

1. 對流雨——地面附近之水氣受熱而上升，上升之水氣在高空因受溫度遞減的變化所影響而溫度降低，水氣凝成水點下降至地面，是爲對流雨。雨勢急驟，時間短而雨區範圍小，每多發生於熱帶地區之午間(如圖 8 — 218)。

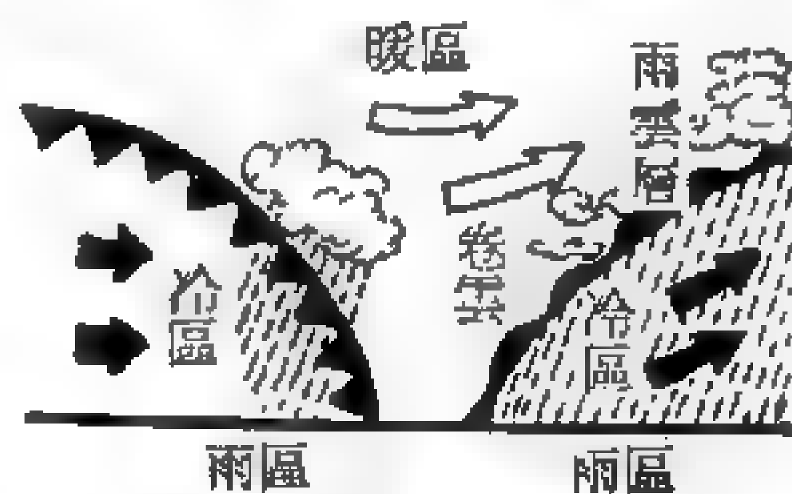


圖 8 — 221　鋒面雨

2. 地形雨——空氣流動時受地形影響，沿斜坡上升，而上升時因高度增加而溫度下降，空氣所含水氣凝成水點而下降，謂之地形雨。雨勢及降落之時間則視空氣中所含水氣而定，常在山地之迎風山坡降落(如圖 8 — 219)。

3.氣旋雨——氣旋中心為低壓區，氣流急遽上升，使地表附近水氣升入高空而降溫，凝成雨點落下。雨勢急驟而常與強風同時出現，雨區隨氣旋而移動。亦稱颱風雨（如圖8—220）。

4.鋒面雨——冷、暖二氣團相接觸而形成鋒面時，暖氣團中所含之水氣，每接觸冷氣團而凝成雨點下降。又因冷鋒與暖鋒之情況有異，故其降雨亦不同；冷鋒所成之雨時間短，範圍小而急驟，且雨勢較大；暖鋒所成之雨則時間長，範圍廣而雨勢小，如我國之"梅雨"（如圖8—221所示之雨區）。

雨點均有一核心，其核心或為煙的微粒，或為海水中的鹽粒、塵埃，或甚至構成大氣的氣體的離子。在每一立方吋的大氣中，這種微粒可能多達十萬個。

典型的大雨點，其形狀似一肥大的蕈菌，底部平坦而頭部成圓形，較小的雨點，其形狀則僅呈球形。

造成雨點大小的原因為：當雨點下落時併吞了尚在上升的小水滴，或與同樣大小下落中的雨點合併。有時則被上升的氣流衝散，因而形成大小不同的雨滴。

通常雨點其直徑大約有1吋的百分之一至百分之四，其長度約有一吋的百分之一至百分之二十，是由一百萬個雲中小水滴所形成。

【雨量】（Rainfall）

地表的雨量，包括雨、雪、霜、雹、雲、霧、露、霰等等。一地雨量，普通以年計算。若以月計算則必須註明某月雨量。習慣上年雨量在1,500公釐（mm）的地方稱為多雨區；少於500公釐的地方，稱為乾燥區。

【雨量計】（Recording rain gage；Pluviograph）

是測量降水量的計算器，通常是用直徑20cm的金屬製圓筒，從上面進來的雨水，通過漏斗，流入蓄水瓶。蓄水瓶的水，再倒入附有特別

刻度的試管，便量出雨量的多少。如圖 8—222。

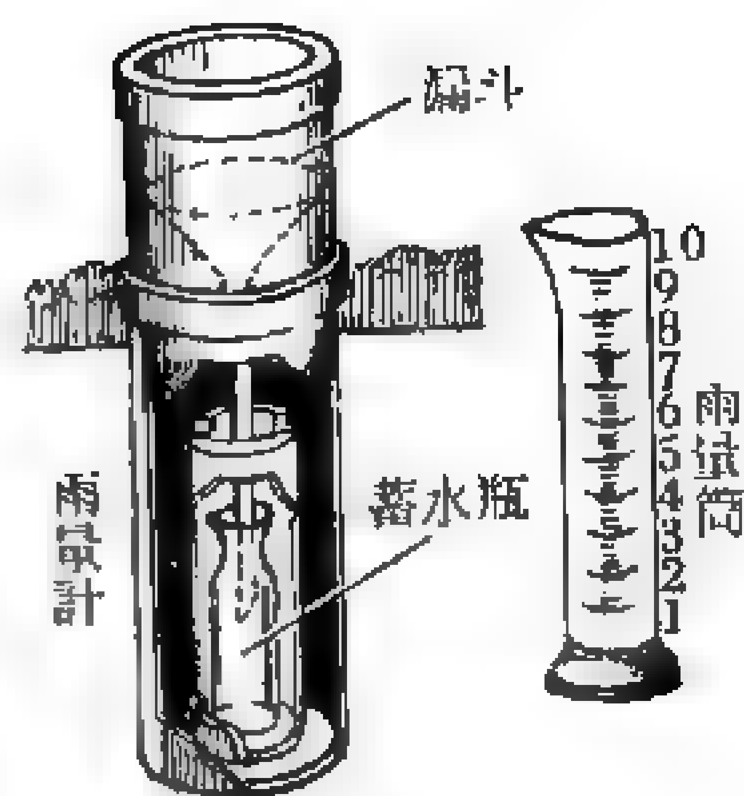


圖 8 — 222
雨量計和雨量筒

【雨雲計劃】(Nimbus plan)

此計劃系統的第一顆衞星“雨雲一號”於 1964 年八月廿八日發射入軌道，其中裝置有很進步的電視攝影機及高精度的紅內光觀測系統，可以在夜晚（紅內光系統）和白天（電視攝影）攝取地球的照片。“雨雲二號”於 1965 年五月十五日進入軌道。它並且裝置有測量地球熱平衡的儀器。所謂熱平衡乃是指地球可吸收多少太陽的輻射能和多少被反射到大氣中。此資料可以顯示風暴如何形成、長大及消失。

【非中心力】(Noncentral force)

兩粒子之間的作用力不是沿著兩者質量中心的連線，而朝向其他方向的，叫非中心力。

【非牛頓力】(Non-Newtonian force)

不服從牛頓第三運動定律之作用力，即為非牛頓力。因牛頓力的量度觀念是從大物體的觀察而來，因此應用到一些微觀世界（ *microscopic world* ），則常有預測與結果不符合之情形。此種情形我們稱之為非牛頓力。

【非牛頓型流動】(Non-Newtonian flow)

非晶體固體的可塑變形，或某種膠質溶液在加壓下的流動，大致不遵守關於流速成應力間關係的“牛頓黏性定理”。設流動方向為 x，流速 u 的 y 方向梯度為 D，則在垂直於此 y 軸面內的 x 方向切應力 s 或梯度 D 之關係可表示如下：

$$D=(s-s_0)^n/\eta$$

式中 s_0 及 n 為常數，η 為相當於黏性係數的常數。在上式中 $s_0=0$，

$n=1$時卽相當於牛頓流動，否則皆稱爲非牛頓型流動。

【非正弦波】(Non-sinusoidal wave)

與正弦波不相同的電波。

【非白熾光源】(Nonincandescent light source)

氣體物質如氖氣燈及日光燈內之氣體，受到電流作用，則將電能變爲光能，不受溫度影響，此爲非白熾光源。

【非自由運動】(Constrained motion)

亦卽約束運動，當質點或物體運動時，有些質點或物體可以完全自由地運動；在已知力的作用下，它們的運動軌跡由起始條件來確定。例如由炮口射出的炮彈，由於所選起始速度和發射角的不同，就可擊中某一區域的任一點。值得注意的是：炮彈的運動取決於作用力和起始條件，沒有對運動本身預先加上任何的限制。

有些質點或物體的運動，因受著預先給予的條件限制，不能自由的運動；無論作用力和起始條件如何，運動恆沿已知軌跡而發生，而軌跡是和起始條件無關的。火車沿車軌而運動就可作爲這種運動的例子；不管起始條件如何，火車恆沿車軌而運動，火車的軌跡已是預先知道的。

如此，所有的運動都可區分爲兩類：一類是自由運動，另一類是非自由運動。

凡可自由運動的質點系，稱爲自由質點系(*free particle system*)。與此相反，凡系之運動受著某些已知的幾何上或運動學上的限制的、，則稱爲非自由質點系。

在日常生活中所見的質點系，大多數都屬於非自由系。至於自由系的運動，則是很少見的。如果把各個行星看成質點，那麼行星系可以作爲自由系的例子。同樣地，原子系統亦可當作是電子和核所組成的自由系。行星沿著完全確定的軌道而運動，但這些軌道不是固定的或預先規定的；假如行星旁邊走過一個可以干擾運動的物體，如彗星，則行星將

要改變它自己的軌道。

【非色散波】(Non-dispersive wave)

若繩爲均勻的，則行進波在各點之相速度都相同，而當繩的張力或密度發生變化時，則相速度亦將發生變化。

在一均勻繩上的行進波，其相速度只與繩的性質有關，而與波形無關，也就是說與產生波動的外力變化情形無關，這種波動稱爲非色散波，而均勻繩稱爲非色散介質。

大多數的波皆爲色散者，最重要之非色散波例子爲眞空中之電磁波爲使任意波保持一定形狀，則介質必須爲非色散。

【非光譜色】(Non-spectrum colour)

非只具一種波長之顏色，如紫紅色是紅光及藍光所合成。

【非均勻反應器】(Heterogeneous reactor)

非均勻反應器爲核燃料與緩速劑及冷卻劑截然分開者，亦即用非均勻燃料者。通常此型反應器的燃料爲金屬或化合物作成棒狀、板狀或球狀，且有金屬護殼。護殼材料通常採用不易吸收中子的金屬，如鋁、鋯、不銹鋼或其合金。燃料恆排列成一定規律的形狀，此型反應器爲一般最常採用者，其優點有以下諸端：

1.由分裂後而生的分裂產物，大部分均有放射性，由於金屬護殼之包圍，此分裂產物均保存於燃料棒內而不致逸出。分裂時產生的中子大部分離開燃料棒進入緩速劑，所生熱量經護殼傳予冷卻劑。

2.分裂中子離開燃料棒進入減速劑前，或可能已發生少數碰撞，然其仍不失爲快中子，蓋與原子量較高的物質碰撞時，其能量損失甚小之故。俟進入緩速劑後很快地被減速，故不致在燃料內通過共振能域，而大大減少中子被燃料中鈾-238吸收的可能。

3.分裂產生的快中子先與鈾-238碰撞的機會增多，或可引發鈾-238分裂，故會增加可用中子的數目。

由於上述這些特點，使能以石墨或重水作緩速劑時設計成用天然鈾作燃料的反應器。換言之，均勻反應器若以天然鈾作燃料，則永遠不能達到臨界運轉。

【非均勻燃料】(Heterogeneous fuel)

反應器內部之核燃料與緩速劑(減速劑)、冷卻劑不混成一起。則燃料稱爲非均勻燃料。

參閱"非均勻反應器(*Heterogeneous reactor*)"條。

【非均質液體】(Heterogeneous liquid)

含鹽量不一致之液體及溫度不一致之均質液體常見於海灣、湖泊及蓄水池中，並爲工業用水，多爲層狀。均質液體之方程式可用於每層中。密度變化之液體場，除非每一水平層中比重爲常數，否則不能平衡。穩定之平衡僅存在於密度較高之液體佔下層時，如密度係連續變化者此等結論仍可應用。

【非局部場論】(Non-local field theory)

符合因果律的場論稱爲局部場論，加以量子化後可證明 CPT 不變性。由於 1956 年李政道、楊振寧共同發現宇稱不變性及電荷共軛不變性在弱交互作用中不成立，許多人懷疑 CPT 不變性也許不對，但迄今沒有實驗證據。不符合因果律的場論稱爲非局部場論，其拉格朗密度(*Lagrangian density*)包含有在不同時空的波函數之乘積，乘以形態因數，此因數僅當這些在四維空間的點很靠近時才顯著。

參閱" CPT 不變性(*CPT invariance*)"條。

【非完整約束】(Nonholonomic constraints)

參閱"完整約束(*Holonomic constraints*)"條。

【非庖立粒子】(Non-Pauli particles)

跟狄悅克(*Dirac*)的反物質理論(*anti-matter theory*)一樣，庖立的不相容原理首先是對電子所下的假設，其後更成功地應用到質

子和中子上。從那時候起，物理學家們就提出了這樣的疑問：庖立原理是否只能應用在像質子和電子之類的基本粒子上，抑或是否它也能應用到整個原子核，甚至整個原子上？從理論上，我們將庖立原理應用到二個氦核上（又稱α粒子，是由兩個質子和兩個中子所組成的複合粒子。）就能夠得到這問題的答案。如果我們交換兩個α粒子的位置，那麼描述它們運動的或然率函數將會如何呢？

我們可以利用四個數學上的步驟來完成這樣的交換。首先我們將第一個α粒子內的一個質子與第二個α粒子內的一個質子交換；然後我們再交換另外一對質子；最後再交換另外二對中子。由於質子和中子都遵守庖立不相容原理，每一次交換就改變一次或然率函數的正負符號，但經過四次的交換步驟後，函數的符號又回復到以前的一樣了。因此我們得到這樣的結論：描述兩個α粒子運動情況的或然率函數是對稱的，或者換句話說，將α粒子考慮成單一的單位時，它就不再受到庖立原理的支配了。

但並非所有的複合粒子都能逃脫庖立原理的控制。兩個氚核(氫-3的原子核，由一個質子和兩個中子所組成）的對調，確實改變了函數的符號，所以我們必須推論道：氚核是受到庖立原理的支配。而且我們更發現，像氧原子（含八個質子、八個中子和八個電子）之類的原子，含有偶數的基本粒子，它們就不受庖立原理的支配；而像氮原子（含七個質子、七個中子和七個電子）之類的原子，含有奇數的基本粒子，它們就必須遵守庖立不相容原理了。這種奇異的“奇-偶分辨性”決定了粒子在統計上的行為：“偶數的”或“非庖立”的粒子遵守波司-愛因斯坦（*Bose-Einstein*）統計學定律，故稱為“波子”（*bosons*）；而“奇數的”或“庖立”的粒子則遵守費米、狄悅克統計學定律，又稱為“費子”（*fermions*）。

一直到二十多年前，電子、質子和中子還只是人類所知道的自然界

中的基本粒子而已。其後的研究則顯示出有一大堆的粒子似乎具有基本性。我們現在所知道的，有三種重子（比質子還重的不穩定粒子）、三種介子（質量介於質子與電子之間的不穩定粒子）和微中子（全然不具質量）。但我們不知道的尚太多，有賴繼續探討下去。

【非固定約束】（Rheonomic constraints）

詳閱"固定約束（*Scleronomic constraints*）"條。

【非固執約束】（Nonpersistent constraints）

詳閱"固執約束（*Persistent constraints*）"條。

【非直接游離輻射】（Indirect ionizing radiation）

輻射工作人員最常遭受的輻射，可分爲(1)直接游離輻射與(2)非直接游離輻射兩大類。直接游離輻射包括一切帶電質點的輻射，例如α粒子、重離子與β粒子的輻射。非直接游離輻射則指電磁輻射與中子輻射。這些輻射藉產生游離的二次輻射（*secondary radiation*），與物質發生交互作用。雖然一切輻射均能與物質發生交互作用，但是除非受大量的輻射暴露，否則人們很難察覺其作用。因此，在輻射感染區內，應配帶靈敏的偵測儀器。偵測儀器是利用輻射與物質交互作用的性質製成。

【非金屬】（Non-metal）

金屬特性爲高度導電性、展性、延性及導熱性，富金屬光澤，以金屬晶體排列，不具這些特性的叫非金屬。

【非保守力】（Nonconservative force）

一力對於在兩點間運動的質點所作之功，與質點在兩點間所經的路徑有關，則此力爲非保守力。換句話說一物體受到一力的作用時，沿一密閉路徑運動一週後，其動能比原有者增加或減少，則這時物體所具有的對外作功的本領發生改變，即稱這種力爲非保守力。例如摩擦力就是一種最常見的非保守力。因作用於物體摩擦力的方向與物體的運動方向相反，故摩擦力所作的功永遠爲負值，因此，物體只受摩擦力之作用而

沿一密閉曲線運動一週後，其動能永遠比原有者少。在貝他加速器（*betatron*)中電子所受的電磁力亦爲一種非保守力。但是，此力並不使電子的動能減少，反而使其動能增加，故電子在這種加速器之圓形軌道上運動一週而回到原先之位置時，其動能會比原有者爲多。

我們可將上面對保守力及非保守力的定義推廣到一般的情形。若一力對作任何環繞運動（*cyclic motion*）的質點所作之功爲零，則稱此力爲保守力。反之，若一力對作任何環繞運動的質點所作之功不爲零，則此力爲非保守力。假設圖8—223中的曲線爲一質點所走的任何一密閉路徑，$\vec{F}$爲作用於質點上的外力，則當質點沿C_1與C_3組成之密閉曲線行一週時，$\vec{F}$對它所作之功爲$\vec{F}$沿此密閉曲線之線積分。我們通常用$\oint_c$符號表示沿密閉曲線C之線積分。因此，如$\vec{F}$爲保守力，則上面所說的定義可寫成

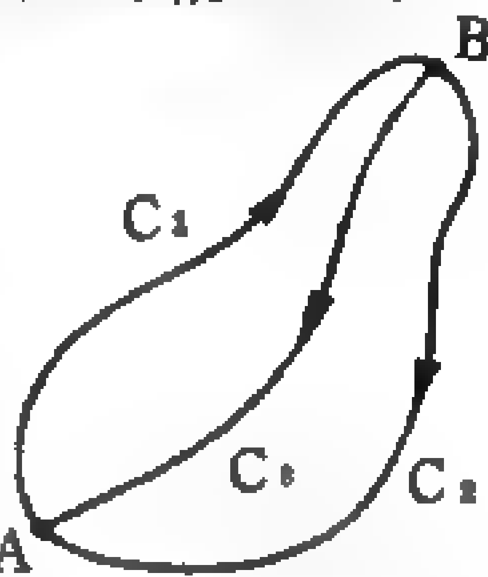


圖8—223
質點作環繞運動

$$W_{(A\to B,C)}=\oint_c\vec{F}\cdot d\vec{r}=0$$

反之，若$\vec{F}$爲非保守力，則

$$\oint_c \vec{F}\cdot d\vec{r}\neq 0$$

其具體之定義爲：若一力對於在兩點間運動的質點所作的功，只與兩點的位置有關，而與其所經過的路徑無關，則此力爲保守力。反之，若一力對於在兩點間運動的質點所作之功，與質點在兩點間所經的路徑有關，則此力爲非保守力。

【非相對性的】（Non-relativistic）

質點速度很小時，相對論所引起的效用不顯著，可以忽略，這便是非相對性的。

【非相對性量子力學】（Non-relativistic quantum mechanic)

不考慮相對論的作用的量子力學。

【非破壞性材料試驗】（Nondestructive testing）

用一些不損害或破壞所欲檢查的材料之技術來從事偵檢材料內部的，或是隱藏的缺陷，這種試驗稱爲非破壞性材料試驗。通常使用X射線、同位素輻射以及超聲波等技術。

【非眞簡正振動】(Non-genuine normal vibrations)

以N個原子組成的分子，其原子核的運動自由度爲$3N$。若以$3N$個原子核坐標解分子的簡正振動，其中必有五個或六個振動頻率爲零，相當於分子的移動及轉動。移動及轉動可與振動分開處理，即選取適當的分子內坐標系(*internal coordinates*)以解分子的簡正運動。但在普遍的振動分析中，移動及轉動不分別處理，而視爲分子的簡正振動，故特稱之爲非眞簡正振動。

【非常光線】(Extraordinary ray)

詳閱"雙折射現象(*Double refraction*)"條。

【非常高頻率】(Very high frequency)

在10×10^{6}到30×10^{6}每秒週之間的頻率。

【非透明物之放映】(Projection of non-transparent body)

往往需要且希望能將不透明物標亦放映在屏幕上，例如有色圖形及實例。對此操作之法在理論上較透明物放映更簡單，但事實上卻更困難。實物放映(*episcopic projection*)所需之儀器圖解如圖8—224所示，物標O（爲簡明計設爲白底黑字之物標）置於水平位置上，且以一個或多個燈泡L_1，L_2……強力照明之。物標之正上方置一高鏡徑優良品質無像散放射透鏡P(*aenastigmat projection lens*)，然後置一鍍銀平面鏡M，與其垂直軸成45°之角，此鏡之目的在集合物像之橫向倒置，如無此鏡則發生另一情形。

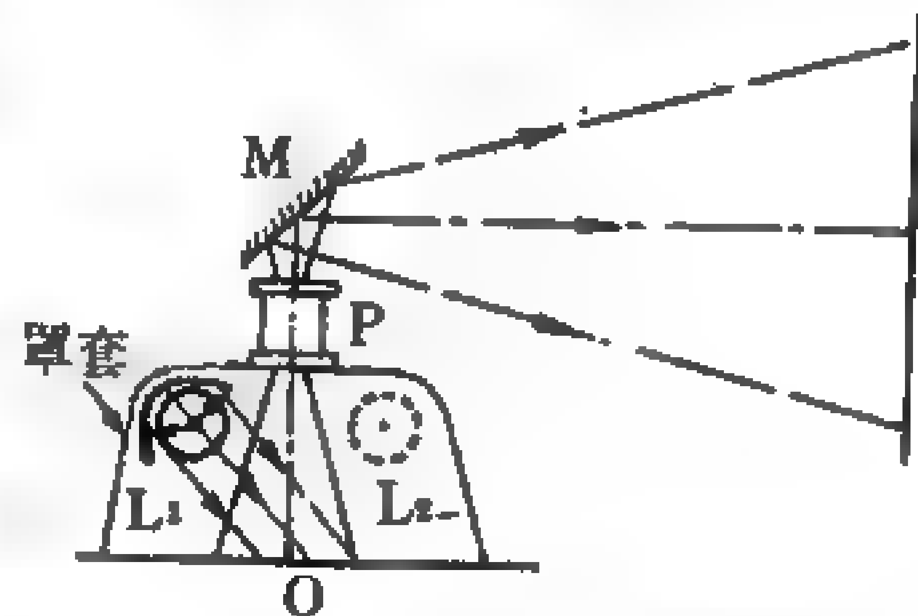


圖8—224 實物放映機圖解

燈與物標必須加以適當的罩套，故無另外的光線進入黑暗室中，此條件對於散雜光線之可移動在實物放映的場合是十分重要的，因難於獲得足夠之光在屏幕上能得可見之物像。

現假定有一個1,000 C.P.的光源，且此屏幕物像為7呎見方。

首先，處理被照明之物標O，因有效之光源，且需要知道不透明物標之實在亮度(假定白色部分反射所有均勻的光線)。

由圖假定燈泡L_1為1,000 C.P.安置在距物標O一呎之處，故後者每單位面積之照明度為$\frac{1,000}{4\pi r^2}$，此處r為1呎。

故該物標之實在照明度為

$$\frac{1,000}{12.56} = 80 \text{ 呎燭光／平方呎(約數)}$$

被放映之不透明物標平均尺寸為10吋見方(即100平方吋面積)，故此物標之有效全燭光(*candle power*)為

$$80 \times \frac{100}{144} = 55 \ C.P.$$

假定放映透鏡集聚單位固體角之光線(恰為一常用條件)，則集聚之光量為55流明。

若五分之一的光線漏失在經過放映透鏡途中，則抵達屏幕之光量將為44流明。

因屏幕之面積為50平方呎，則此屏幕上之照明將為44／50=0.88呎燭光。

故見此值如與一般更強之4至5呎燭光相較，則顯然為弱。因此常用距離觀看屏幕上之物像感到困難。

欲改良此事必須增加物標之光度，但顯然又必須增強到4至5倍，意即添加燈泡以照明物標；燈後之適宜反射鏡亦有助於將更多光線(理論上幾可加倍)射至物標上。故必須使此實物放映機用兩個1,000C.P.

燈泡或四個500 $C.P.$ 燈泡（均安裝反射鏡）以照明不透明物標。自然，此等燈泡發熱量可觀，故須添加像風扇之類的工具使之冷卻。

【非球形面】（Aspheric surface）

將透鏡或鏡子稍微變爲不完全球面以減少色像差。

【非偏振】（Unpolarized）

我們知道電磁波有各式各樣的偏振狀態，這是把電磁波都假設成單頻的平面波來看待的。在這種理想的狀況之下，我們很容易去測定這些偏振的狀態。

利用天線作爲電磁波的接收器，設一個天線的方向向著 X 軸，則電磁波電場的 X 分量會施力於天線內的電子上，使它也作振盪運動，而 Y 與 Z 方向的分量，都不會有什麽影響。現在如將天線的輸出接在一個共振電路（*resonance circuit*）上，則天線二端在輻射場中所消耗產生的電位差就會輸入至振盪電路（*oscillation circuit*）內，而在振盪電路內所表現的功率，就一定和輻射電場的 X 分量 E_x 的平方平均值 $\langle E_x^2 \rangle$ 成正比。利用這個特性，我們就可以檢驗電磁波的偏振。尤其是線偏振，當天線的方向與線偏振的方向垂直時，天線接收不到任何效應；當天線與線偏振的方向平行時，其效應就變得最大。

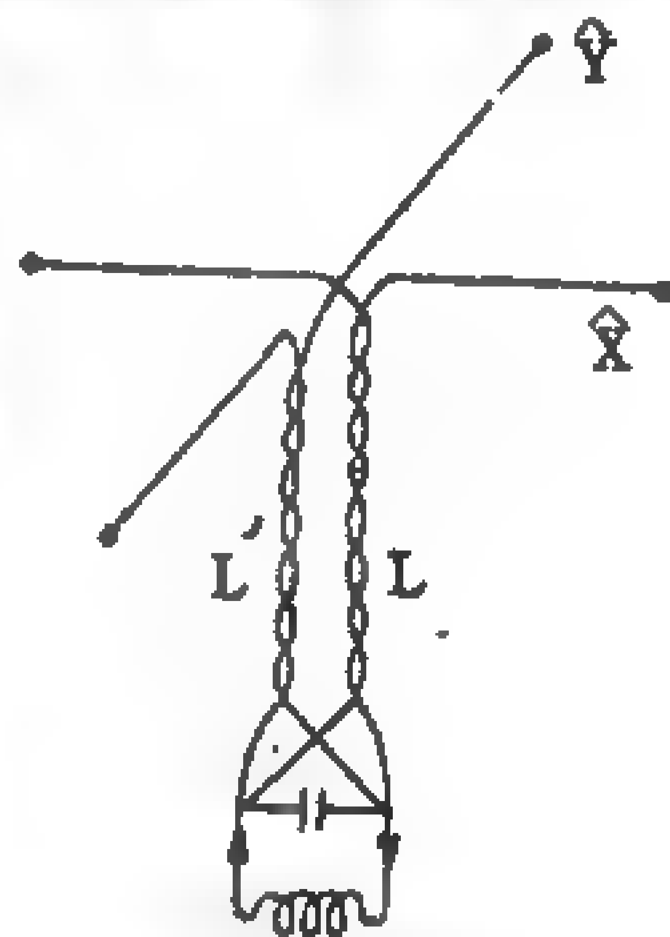


圖 8－225

可以檢驗或產生圓偏振光的裝置，其中 $L'-L=\frac{\lambda}{4}$

如圖 8－225的天線裝置去探測線偏振，設平面波的進行方向沿著 Z 軸，而二個相似而互相垂直的天線分別沿著 X 與 Y 方向，由於線偏振的電磁波，其各分量的相位都相等，我們可以寫

$$E = i\, E_1 \cos\omega t + j\, E_2 \cos\omega t$$

在共振電路內，這兩個分量的訊號混合起來。其所吸收的功率，與電場

平方的平均成正比，故我們可以量得

$$\langle (E_x+E_y)^2\rangle=(E_1+E_2)^2\langle \cos^2\omega t\rangle=\frac{1}{2}(E_1+E_2)^2$$

若是改變L與L'的長度，使在共振器內兩個訊號相差180°的相角。則我們量到的卻是

$$\langle (E_x-E_y)^2\rangle=\frac{1}{2}(E_1-E_2)^2$$

如此，我們就可以求到電磁波在X與Y方向分量的比E_1/E_2。

利用同樣的裝置，我們也可以探測圓或橢圓偏振。設電磁波的方向沿著Z軸，現在我們寫

$$\begin{aligned}E&=i\,E_x(t)+j\,E_y(t)\\&=i\,E_1\cos(\omega t+\varphi_1)+j\,E_2\cos(\omega t+\varphi_2)\end{aligned}$$

偏振的狀態，除了決定於E_1/E_2外，還要知道兩個相角的差$\varphi_1-\varphi_2$。如果從X方向的天線和從Y方向的天線輸入到共振電路的長度L與L'相等。那麼，共振電路內所吸收的功率就和

$$\begin{aligned}\langle[E_x(t)+E_y(t)]^2\rangle&=\langle[E_1\cos(\omega t+\varphi_1)+E_2\cos(\omega t+\varphi_2)]^2\rangle\\&=\frac{E_1^2}{2}+\frac{E_2^2}{2}+2E_1E_2\langle\cos(\omega t+\varphi)\cos(\omega t+\varphi_2)\rangle\end{aligned}$$

成正比。由於$\langle E_x^2(t)\rangle=E_1^2/2$以及$\langle E_y^2(t)\rangle=E_2^2/2$可以用$X$方向的天線與$Y$方向的天線分別量出，我們可以得到

$$\begin{aligned}2\langle E_x(t)\,E_y(t)\rangle&=2E_1E_2\langle\cos(\omega t+\varphi_1)\cos(\omega t+\varphi_2)\rangle\\&=E_1E_2\cos(\varphi_1-\varphi_2)\end{aligned}$$

如果我們把X方向天線的引入線接長點，使其到共振電路上時與Y方向天線的慢了$\frac{1}{4}$週期的話，那麼此時的吸收功率就與

$$\begin{aligned}&\langle[E_1\cos(\omega t+\varphi_1-\frac{\pi}{2})+E_2\cos(\omega t+\varphi_2)]^2\rangle\\&=\langle[E_1\sin(\omega t+\varphi_1)+E_2\cos(\omega t+\varphi_2)]^2\rangle\end{aligned}$$

$$=\frac{E_1^2}{2}+\frac{E_2^2}{2}+2E_1E_2\langle \sin(\omega t+\varphi_1)\cos(\omega t+\varphi_2)\rangle$$

成正比，所以

$$2\langle E_x(t-\pi/2\omega)E_y(t)\rangle$$
$$=2E_1E_2\langle \sin(\omega t+\varphi_1)\cos(\omega t+\varphi_2)\rangle$$
$$=E_1E_2\langle \sin(2\omega t+\varphi_1+\varphi_2)+\sin(\varphi_1-\varphi_2)\rangle$$
$$=E_1E_2\ \sin(\varphi_1-\varphi_2)$$

因此，從上面四種不同的功率測量，我們就可以得到（除了一個比例常數外）$\langle E_x^2\rangle$，$\langle E_y^2\rangle$，$\langle E_x(t)E_y(t)\rangle$，$\langle E_x(t-\frac{\pi}{2\omega})E_y(t)\rangle$，由這些數據，我們就可以得到$\frac{E_1}{E_2}$與$\cos(\varphi_1-\varphi_2)$，$\sin(\varphi_1-\varphi_2)$ 。因此，我們可以算出所接收的電磁波的偏振狀態。

當談到時間的相干性時，我們又知道電磁波源所發出的電磁波並不是眞正在空間連續的單頻波。就普通的可見光而言，它通常是一連串大約3米長的波列（或是10^{-8}秒時間），而我們用來測量的儀器，所能分辨出來的時間通常比10^{-8}秒大得多，那就是說，我們對於電磁波偏振狀態的判斷只是在儀器所能分辨的時間Δt之內的平均值，而通常

$$\Delta t\gg\tau$$

τ是弛緩時間（ *time of relaxation* ）。在τ時間內，電磁波的振幅相位都幾乎不變，這時間對一個近似單頻光來說，要比其波的週期大得多，那就是說：

$$\tau\gg\frac{2\pi}{\omega_0}$$

ω_0是這個近似的角頻率。

在這裏，我們要定義兩個符號：$\langle A\rangle$是表示A量對一週期的平均值，$\langle A\rangle_{Av}$是對週期平均之後在Δt時間內的平均值。現在，我們來討論一個近似單頻波的偏振狀態的測量。我們知道波的振幅與相角都是時間的函數，因此，電場向量應被改寫爲（以Z方向爲進行方向）

$$E = i\,E_x(t) + jE_y(t)$$
$$= i\,E_1(t)\cos[\omega t + \varphi_1(t)] + j\,E_2(t)\cos[\omega t + \varphi_2(t)]$$

其中$E_1(t)$、$E_2(t)$、$\varphi_1(t)$與$\varphi_2(t)$都是時間的函數，其弛緩時間爲τ。因此前面的公式就要被改作：

$$\left.\begin{aligned}
\langle E_x^2\rangle &= \frac{1}{2}E_1(t)^2 \\
\langle E_y^2\rangle &= \frac{1}{2}E_2(t)^2 \\
\langle E_x(t)\ E_y(t)\rangle &= \frac{E_1(t)\ E_2(t)}{2}\cos[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)] \\
\langle E_x(t - \frac{\pi}{2\omega})\ E_y(t)\rangle &= \frac{E_1(t)E_2(t)}{2}\sin[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)]
\end{aligned}\right\}(1)$$

通常，$E_1(t)$和$E_2(t)$有其最大的極限，令這個極限爲E_0

$$\begin{aligned} 0 \le E_1(t) \le E_0 \\ 0 \le E_2(t) \le E_0 \end{aligned} \qquad (2)$$

由前所述我們知道我們可量到的量並不僅是對一週期的平均值，而且還對儀器的鑑別時間（ *resolving time* ）Δt 再取平均。當$\Delta t \gg \tau$時，這個平均包含了E_1,E_2在(2)式的限度內多次的變動（以及φ_1，φ_2的類似變動）。由於在過了一段比τ長的時間後，前後的光波已經沒有相干性。因此，在Δt 內的平均會將所有偏振的跡象平均掉，將(1)式平均的結果，我們可以得到：

$$\langle E_x^2\rangle_{AV} = \langle E_y^2\rangle_{AV}$$
$$\langle E_x(t)E_y(t)\rangle_{AV} = 0$$
$$\langle E_x(t - \frac{\pi}{2\omega})\ E_y(t)\rangle_{AV} = 0$$

在這種情形下，我們就說，這個電磁波是非偏振的。

所以實際上說起來，所謂非偏振光，並不眞正存在，而只是看我

們測量的儀器鑑別的時間是不是夠長而已。如果E_1、E_2、φ_1、φ_2變化更緩慢一點，或是我們測量的儀器再精細一點，能使

$$\Delta t \ll \tau$$

的話，那麽，在Δt時間中，E_1、E_2、φ_1、φ_2的變化不大，對Δt的平均不會影響(1)式的各數值，因此，這電磁波的偏振狀態也就顯現出來了。

平常，我們所看到的各種光，差不多都是這種意義下的非偏振光，由原子發出的電磁波每次大約須10^{-8}秒的時間，自然我們的儀器無法量到這個程度。而甲原子放出的光電在某一個偏振狀態，乙原子會有另一個狀態，結果是各種狀態的混合，如儀器的鑑別時間不夠短，則對儀器來說，各個偏振狀態的光都是同時被放出的，所以我們就說它是非偏振的光。

【非偏振光】(Unpolarized light)

不是偏振的光稱爲非偏振光。它是紊亂的一群混合波，光波之振動型式(截面型式)沒有長時間穩定的偏向或週期變化的固定趨勢，換句話說，它在某一方向的振動不比其他方向佔優勢，且順時針方向旋轉的振動也不比反時針方向有所偏好，這種光便稱爲非偏振光。

圖8—226描述非偏振光，圖中許多條對稱的輻射線表示波振動在各方向機會均等。

這種表示法很不完善，至少應加上圓和橢圓，而且右旋和左旋的數目相等，若要更嚴密的話，應該再多疊幾個不同的型式，代表非偏振光的截面型式是隨時而變，沒有固定型態；也許它在某一瞬間可有某一傾向，但下一瞬間又變換了，總之，它沒有一總括的偏向存在，這就是非偏振光。

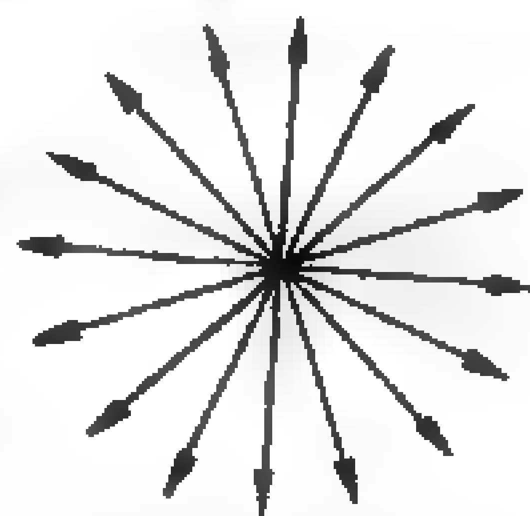


圖8—226
非偏振光的粗略圖解

【非週期廻路】(Aperiodic circuit)

電路中具有很大的電阻，不能發生自由振盪，因而也沒有自然頻率的廻路。故在非週期廻路中，不會出現諧振現象。

【非週期的】(Aperiodic)

無規則性振動的自然週期。

【非週期放大器】(Non-periodic amplifier)

在很寬頻帶內的全部頻率上都能給出同樣增益的放大器。在非週期放大器內，用不大的電阻與很大的分隔電容作各電子管之間的耦合元件，從而使增益不依賴於頻率。

【非旋轉流體】(Irrotational fluid)

$$\nabla \times \vec{V} = 0$$

$\vec{V}$ 是流體的速度。

【非晶形的】(Amorphous)

不具結晶性的無定形固體，例如封蠟，在室溫下，呈硬脆性，微熱之則漸軟化，終成流動液體。有時在室溫也可能爲液體，惟具高度黏滯性，流動極緩慢。

【非黑體輻射】(Non-black body radiation)

不完全符合黑體輻射定律的物體，它的輻射稱爲非黑體輻射。

如圖 8—227 所示，石英的輻射能譜僅在一部分波長域內與黑體輻射符合。實際物體的輻射所以不同於黑體輻射的主要原因是：(1)它們並不是不透明的，總有一部分輻射可以穿透它們。(2)它們會反射一部分的輻射。第一個效應的大小，要看物體的穿透度如何，而穿透度是由該物體的厚度和吸收係數而定的，例如，非常厚的物體，常是不透明的。第二個效應，對金屬而言，

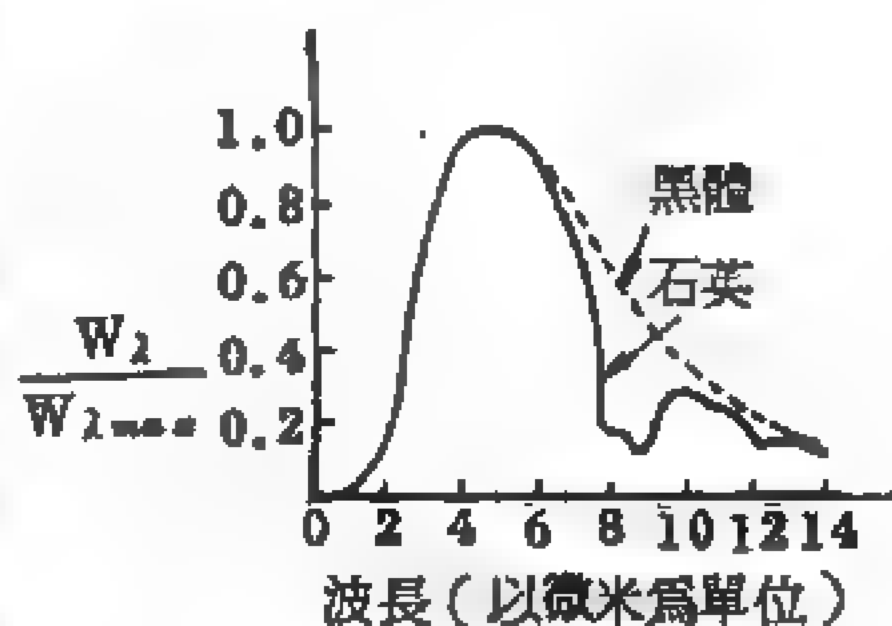


圖 8 — 227
650 °K 時，石英晶體與黑體輻射能譜之比較。

尤爲顯著，任何具有光滑表面的物體，均有某種程度的反射，先看看金屬，它們具有完全的不透明性與高度的反射性，所以當輻射到達金屬表面時，不被吸收的部分就反射出去。我們定義“譜反射度 ρ_λ”：某波長輻射之反射功率對入射功率之比。對金屬言，不反射即被吸收，故 $\rho_\lambda + \rho_\lambda = 1$，又由克希何夫定律（*Kirchhoff's law*）$d_\lambda + \epsilon_\lambda$，所以

$$\epsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda \qquad (1)$$

大部分金屬之 ρ_λ 都很高，且與波長之應變也不甚大，是以金屬的放射度 ϵ_λ 一般都很低，例如，銀它的 1μ 波長的放射度爲 0.04，5μ 的放射度爲 0.03，14μ 的放射度爲 0.01。再看看非金屬的半透明體，當加熱這塊板時，在它內部所生的輻射就朝外跑，其中一部分被吸收，其餘的到達表面，而達到表面的亦非全部都能出去，有一部分被反射回來，反射回來的輻射又有一部分被吸收，其餘的到達另一表面，如此反覆地被反射、吸收著。將所得到的無窮等比級數加起來，就是有效放射度 ϵ'：

$$\epsilon' = \frac{(1-\rho_\lambda)(1-\tau_\lambda)}{1-\rho_\lambda\tau_\lambda}$$

式中，τ_λ 表“譜穿透度”：即 λ 波長的輻射，穿透與入射的功率之比。此式稱爲麥克馬虹式（*MacMahon's equation*）。

又此式可視爲克希何夫定律之一般式，因爲 $\tau_\lambda = 0$ 時，這式就成了(1)式了。

【非慣性參考系】（**Non-inertial reference frame**）

我們在討論運動問題時都是選用慣性參考系，這是最主要的一種參考坐標，對這一坐標牛頓第二定律剛好是 $\vec{F} = m\vec{a}$ 的簡單形式。但並不是所有的問題用慣性坐標來描述是最簡單的，有些問題反而用非慣性參考系較爲方便。例如，研究一物體靠近地面或在地面上運動的問題時，最好是將坐標系固定在地球表面上。我們曉得地球在自轉，因此這一坐

標系爲非慣性坐標，即轉動坐標。當應用轉動坐標系來處理物體的運動問題時，這時牛頓第二定律不再是$\vec{F}=m\vec{a}$的形式。

【非磁性合金】(Non-magnetic alloy)

不接受磁化力的合金。

【非磁性的】(Non-magnetic)

不接受磁場影響的。

【非磁性鋼】(Non-magnetic steel)

含鉻、錳或鎳之不銹鋼，在平常氣溫下是非磁性物質。

【非磁體】(Non-magnetic substance)

不接受磁場感應的物體，如玻璃、木及紙等。

【非線性】(Non-linearity)

記錄兩個變量的關係時，繪出之圖形爲曲線而並非直線，意義與直線相反，是波幅失眞的來源。例如顯像管之畫像光點，距離太遠或過於密集，這種情形稱非線性。

【非線性失眞】(Non-linear distortion)

振盪通過非線性導體時，或者當傳輸電路中存在著其他非線性關係時所發生的振盪波形的失眞。由於導體具有非線性，通過導體的電流的形狀就會不同於導體上所加電壓的形狀，就是說電流強度的變化與外加電壓不成比例。例如電子管的屏極電流不與其柵極電壓成比例地增長，就發生了非線性失眞。因此在不是爲放大電壓而設計的放大器內，響亮的發送通常會伴隨著很大的失眞。非線性失眞不但可能發生在電路裏，而且還可能發生在電氣機械器件內，例如揚聲器內。當揚聲器線圈內的電流很強時，由於電磁鐵磁路內磁飽和的關係，銜鐵吸引力的增長便不與電流的強度成比例，於是就產生了非線性失眞。低頻放大器內的非線性失眞還可能是由於扼流圈內或帶鐵芯的級間變壓器內的非線性電感而引起的。

【非線性失眞係數】(Non-linear distortion factor)

表徵電路內所發生的非線性失眞大小的數字。因爲在由交流電壓供電的電路內，非線性失眞會導致諧波的形成，所以已形成的全部諧波的能量與基本電流振盪的能量之間的關係可以作爲非線性失眞的度量標準。如果負載電阻對於基波電流與全部諧波都是相同的，則全部諧波的總能量與〔$A_2{}^2+A_3{}^2+A_4{}^2\cdots$〕的和成正比（其中$A_2$、$A_3$、$A_4$是這些諧波的幅度）。不過非線性失眞係數指的並不是這些諧波的能量與基波電流能量的比值（基波電流的能量與基波電流幅度A_1的平方成正比），而是這個比值的平方根，即：

$$k\varphi=\frac{\sqrt{A_2{}^2+A_3{}^2+A_4{}^2+\cdots\cdots}}{A_1}$$

這個比值常常用百分數來表示。

作用比較顯著的通常只是二次和三次諧波，在計算非線性失眞係數時，也就只考慮A_1、A_2、A_3的大小。

欲使非線性失眞不至於顯著地降低重發的質量，非線性失眞係數不應超過百分之幾。

【非線性部分】(Non-linear element)

電子管特性曲線中的彎曲部分，或非直線部分。

【非線性電路】(Non-linear circuit)

包含有非線性導體的電路。所以就整個電路來說，不服從於歐姆定律。電路內電流強度的變化不與外加電勢成正比，而是根據某個比較複雜的規律而變化。換句話說，非線性電路的電阻是隨著加於電路的電勢大小而變化的。

【非線性電感】(Non-linear inductance)

一種自感應線圈，其中的感應通量不與線圈內所流通的電流成比例。產生非線性的原因是線圈鐵芯內的磁飽和，在電流強大時，感應通量

的增長便慢於磁化場的增長，也就是慢於線圈中電流的增長。感應通量ϕ與線圈內電流I的關係曲線不是一條直線（非直線性電感這一名稱便是由此產生的）。因爲電流增長時，感應通量的增長減慢了，所以自感電勢（對應於電流強度增長的變化量）也就減小下去。這也就是說線圈的電感是減小了。

帶鐵芯線圈內電流強度增大時電感減小的現象，常常起著很重要的作用。例如在帶鐵芯的扼流圈線圈內，當電流強度很大時，扼流圈的電感就會減小，亦即感抗降低了。

【非線性導體】（Non-linear conductor）

不服從歐姆定律的導體，即導體中電流強度的變化不與外加電壓成比例，而與它成一個比較複雜的依從關係。這種導體不同於線性導體。在線性導體中，電流強度是與外加電壓成比例的。換句話說，非線性導體的電阻是隨著導體上所加電壓的大小而變化。此外，非線性導體的電阻之大小，並不是像決定線性電阻那樣來決定。爲了表徵非線性導體的特性，重要的並不是電壓與電流的比值，而是電壓的變化與由此變化所引起的電流變化的比值。這個比值也就決定了非線性導體的電阻（對於線性導體來說，這兩種決定電阻的方法，電阻對電流的比值和電壓變化對電流變化的比值，很顯然是相符合的）。在無線電技術中，非線性導體起著極端重要的作用。首先，爲了對振盪進行檢波，便需要用在兩個方向內具有不同電阻的導體，即非線性導體。例如晶體檢波器便是這樣的非線性導體。還有電子管也屬於非線性導體，因爲在電子管內，當柵極電壓相當大時，電流強度（屏極電流或柵極電流）的變化就不與柵極電壓的變化成比例。所以電子管就可以用來作爲檢波器。不僅是檢波時需要用非線性導體，要使振盪發生任何別的變換也都需要用它。例如用來在混頻器內取得中頻，對振盪進行調制，產生振盪及倍頻等，都是利用電子管的非線性特性的。

【非線性檢波】(Non-linear detection)

檢波工作建立在特性曲線之彎曲部分。

【非彈性散射】(Inelastic scattering)

詳閱"散射(*Scattering*)"條。

【非彈性碰撞】(Inelastic collision)

凡兩物體分離時之作用力較接近時爲小之碰撞現象，稱爲非彈性碰撞。在非彈性碰撞中，動能不守恆。碰撞後之動能可比碰撞前小，前後動能之差，最後變爲熱能或物體變形之位能，或於碰撞時釋出位能，則碰撞後之動能可大於碰撞前。總之，動量守恆仍成立，總能量守恆亦成立。

玆設兩個質量分別爲m_1及m_2之兩個光滑彈性球，作如圖8—228所示之正碰。該圖表示從追上作互相碰撞起以至二者分離之一連串過程。二者在碰撞前之速度現以$\vec{v}_1$及$\vec{v}_2$表示之。在碰撞期間二球即互施以作用力，此二力大小相等方向相反。其大小隨時間而變，在接觸前當爲零，在接觸後之最初一瞬間甚小，嗣後增大至最大值；繼自最大值減少，直至二者分離時復變爲零。在由(*b*)至(*c*)所示的過程，其運動方程式分別爲

$$\frac{d(m_1v_1)}{dt}=\frac{dp_1}{dt}=-F$$
$$\frac{d(m_2v_2)}{dt}=\frac{dp_2}{dt}=+F \qquad (1)$$

給此二式分別乘以dt，而後就時間由零積分至$t=\tau$，如是可得

$$m_1V-m_1v_1=-\int_0^{\tau}Fdt=-P$$
$$m_2V-m_2v_2=P$$

從此得

$$v_1=V+\frac{P}{m_1} \qquad v_2=V-\frac{P}{m_2}$$

依此

$$\vec{v}_1 - \vec{v}_2 = P\frac{m_1+m_2}{m_1m_2} \tag{2}$$

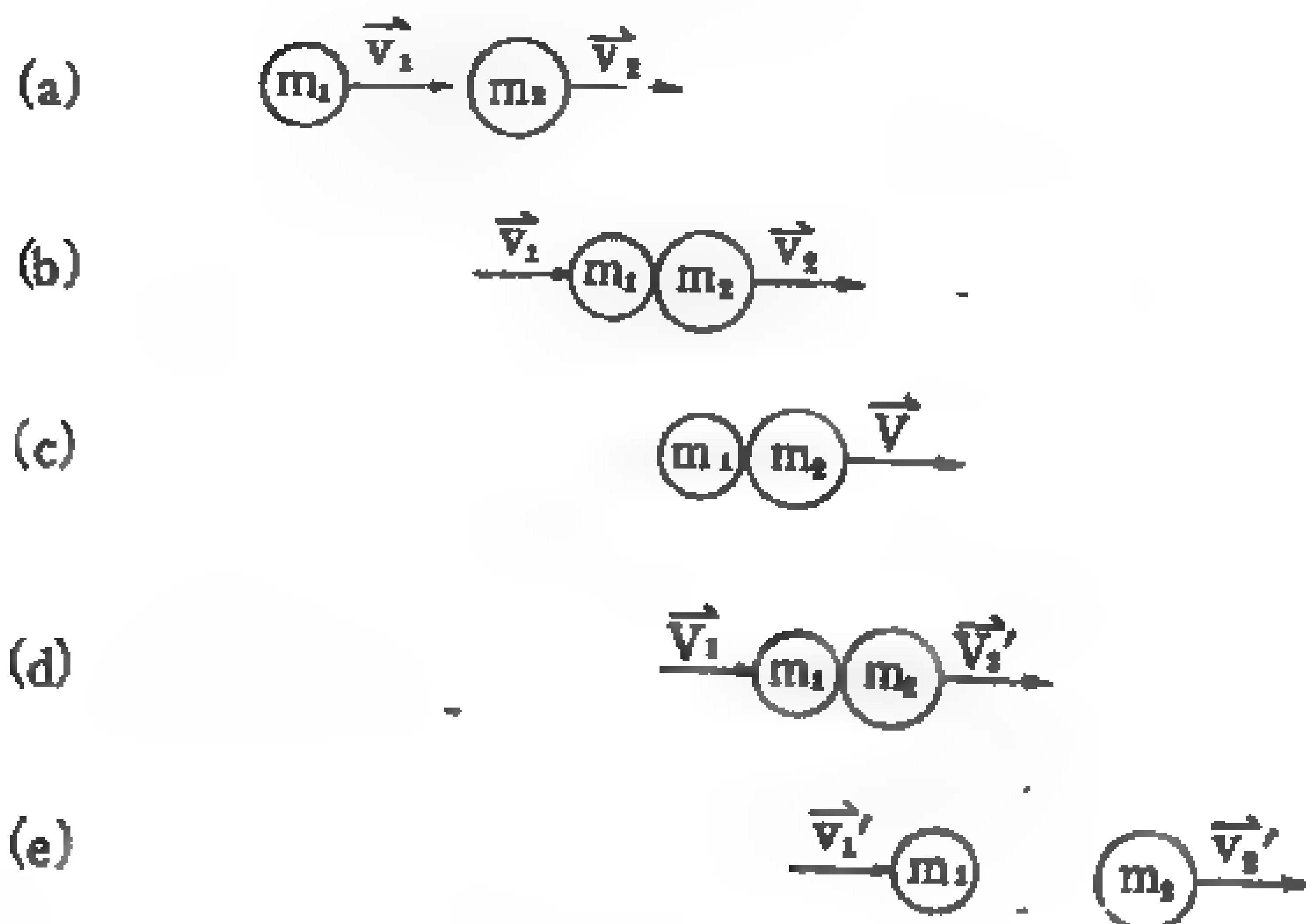


圖 8 — 228

就由(c)至(d)之過程言

$$\frac{d\vec{p}_1'}{dt} = -\vec{F}' \qquad \frac{d\vec{p}_2'}{dt} = +\vec{F}'$$

乘以dt 而後由$t=\tau$積分至$t=\tau'$，則可得

$$m_1v_1' - m_1V = -\int_\tau^{\tau'} F'dt = -P'$$

$$m_2v_2' - m_2V = +\int_\tau^{\tau'} F'dt = +P'$$

此處之v_1' 及 v_2' 分別表示碰撞後之速度。從此可得

$$v_1' = V - \frac{P'}{m_1} \qquad v_2' = V + \frac{P'}{m_2}$$

由此二式之相減，可得

$$v_1' - v_2' = -P'\frac{m_1+m_2}{m_1m_2} \tag{3}$$

根據實驗

$$P' = eP \tag{4}$$

e 通稱爲恢復係數（*coefficient of restitution*）。當 $e=1$ 時爲完全彈性碰撞；$0<e<1$ 時爲不完全彈性碰撞；$e=0$ 時爲完全非彈性碰撞。由(3)、(4)及(2)三式之連結，可得一公式如次

$$\vec{v}_1{}' - \vec{v}_2{}' = -e(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \tag{5}$$

此式所示的關係稱爲牛頓定則（*Newton's rule*）。

從動量不滅之關係，又可得一個公式，即

$$m_1\vec{v}_1{}' + m_2\vec{v}_2{}' = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 \tag{6}$$

(5)及(6)二式在碰撞問題甚爲重要。

將(5)式乘以 m_2 而後與(6)式相加，即

$$(m_1+m_2)\vec{v}_1{}' = m_1\vec{v}_1 - e\,m_2\vec{v}_1 + m_2(1+e)\vec{v}_2$$

$$= (m_1+m_2)\vec{v}_1 - m_2\vec{v}_1(1+e) + m_2(1+e)\vec{v}_2$$

$$= (m_1+m_2)\vec{v}_1 - m_2(1+e)(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)$$

由此得

$$\vec{v}_1{}' = \vec{v}_1 - \frac{m_2}{(m_1+m_2)}(1+e)(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)$$

同理

$$\vec{v}_2{}' = \vec{v}_2 - \frac{m_1}{m_1+m_2}(1+e)(\vec{v}_2 - \vec{v}_1)$$

或將此二式改寫作：

$$\vec{v}_1{}' = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 - e\,m_2(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)}{m_1+m_2}$$

$$\vec{v}_2{}' = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + e\,m_1(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)}{m_1+m_2}$$

在二物體爲完全非彈性體之情況，因 $e=0$，故

$$\vec{v}_1' = \vec{v}_2' = \vec{V} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1+m_2}$$

意卽在此種情况於碰撞後二者卽作一體運動。

其次，需要討論能量的變化。將(5)式平方繼乘以$m_1 m_2$，而後與(6)式之平方相加，卽得

$$(m_1^2+m_1m_2)\vec{v}_1'^2+(m_2^2+m_1m_2)\vec{v}_2'^2=(m_1\vec{v}_1+m_2\vec{v}_2)^2+e^2m_1m_2$$

$$\times(\vec{v}_1-\vec{v}_2)^2 (m_1+m_2)(m_1\vec{v}_1'^2+m_2\vec{v}_2'^2)$$

$$=(m_1\vec{v}_1+m_2\vec{v}_2)^2+m_1m_2(\vec{v}_1-\vec{v}_2)^2-(1-e^2)m_1m_2(\vec{v}_1-\vec{v}_2)^2$$

$$=(m_1+m_2)(m_1\vec{v}_1^2+m_2\vec{v}_2^2)-(1-e^2)m_1m_2(\vec{v}_1-\vec{v}_2)^2$$

從而得

$$\frac{1}{2}m_1\vec{v}_1'^2+\frac{1}{2}m_2\vec{v}_2'^2$$

$$=\frac{1}{2}m_1\vec{v}_1^2+\frac{1}{2}m_2\vec{v}_2^2-\frac{(1-e^2)}{2}\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}(\vec{v}_1-\vec{v}_2)^2$$

因碰撞所耗的能量ΔT爲

$$\Delta T=-\frac{(1-e^2)}{2}\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}(\vec{v}_1-\vec{v}_2)^2$$

以上之論證係對實驗室系。從此須對二碰撞體之質心系討論之。m_1及m_2 物體各以確定的速度對實驗室系作運動時，取在二者之質心上的坐標系對實驗系或牛頓坐標系無加速度，因之，(1)形式的方程式就質心系亦得成立。於是仿照上述之手續，亦可得對質心系的如次方程式：

$$\vec{v}_1'-\vec{v}_2'=-e(\vec{v}_1-\vec{v}_2) \qquad (7)$$

碰撞前後之動量的關係如次：

$$m_1\vec{v}_1+m_2\vec{v}_2=0 \quad m_1\vec{v}_1'+m_2\vec{v}_2'=0 \qquad (8)$$

此處$\vec{v}_1$，$\vec{v}_2$，$\vec{v}_1'$及$\vec{v}_2'$均為對質心系之速度。由(7)及(8)二式之連結，可得$\vec{v}_1'$及$\vec{v}_2'$，各為

$$\vec{v}_1' = -e\vec{v}_1 \quad \vec{v}_2' = -e\vec{v}_2 \qquad (9)$$

如此二碰撞體為完全非彈性體，由於$e=0$則$\vec{v}_1'=\vec{v}_2'=0$，意即二碰撞體在碰撞後對質心為靜止，因為質心系對牛頓系仍作運動，故二碰撞體對牛頓系仍是作一體運動，此項結論與前述在本質上依然相同。

e不等於零，即碰撞體為彈性體時，其碰撞前與碰撞後之能量T_r及T_r'，由

$$T_r=\frac{1}{2}m_1\vec{v}_1^{\,2}+\frac{1}{2}m_2\vec{v}_2^{\,2} \qquad T_r'=\frac{1}{2}m_1\vec{v}_1'^{\,2}+\frac{1}{2}m_2\vec{v}_2'^{\,2}$$

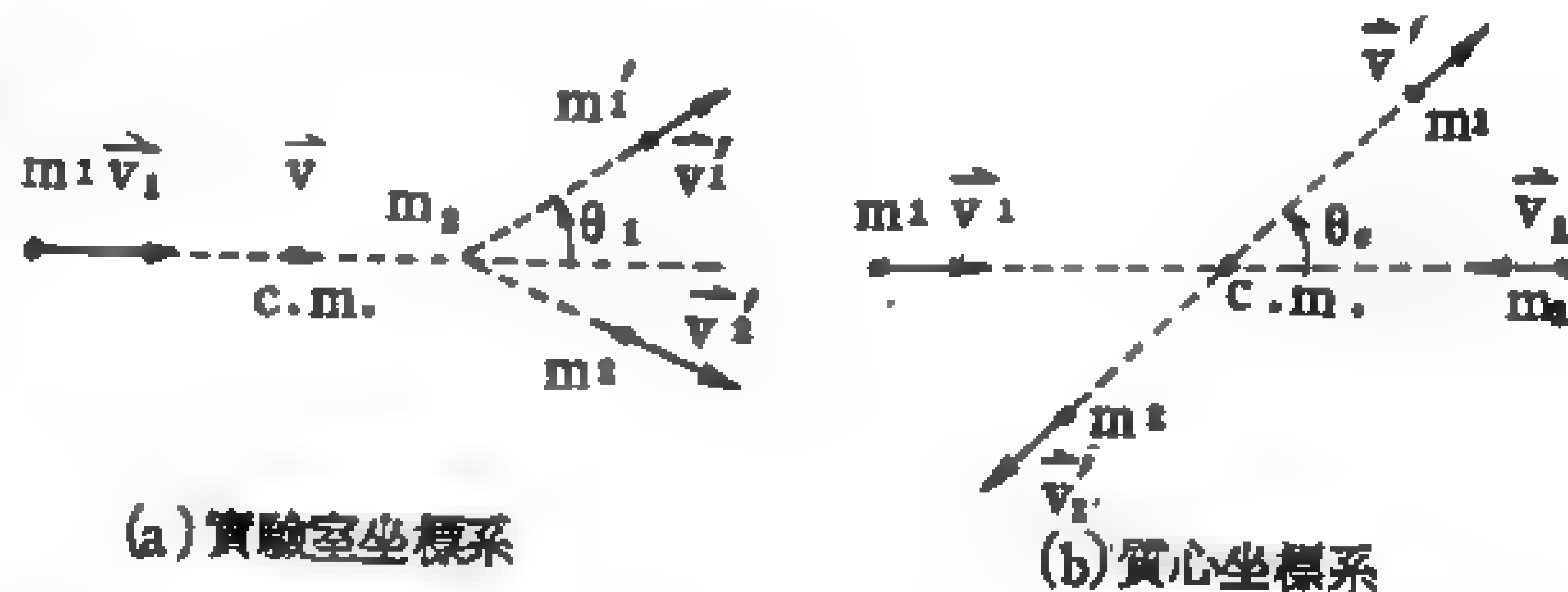
及(9)可寫作：

$$T_r'=\frac{1}{2}m_1e^2\vec{v}_1^{\,2}+\frac{1}{2}m_2e^2\vec{v}_2^{\,2}=e^2T_r$$

在此種情況，由於碰撞所耗的能量可寫作：

$$\Delta T_r=T_r'-T_r=-(T_r-T_r')=-T_r(1-e^2)$$

依此，$e=1$之情況，無能的消耗，$e<1$之情況有能的消耗。



(a)實驗室坐標系　(b)質心坐標系

從此吾人應討論對質心系之碰撞，與對實驗室系者間之關係。現設想質點m_1對實驗室坐標系以$\vec{v}_1$速度撞擊原為靜止的質點m_2，此時質心對實驗室系以$\vec{V}$速度運動，碰撞後m_1即以$\vec{v}_1'$、m_2則以$\vec{v}_2'$運動如圖8—

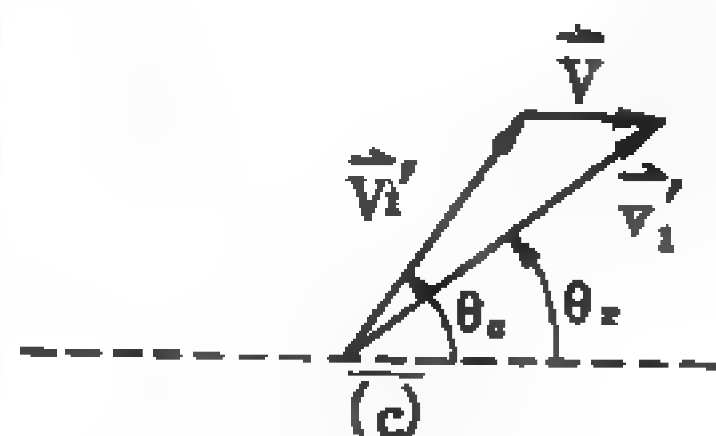


圖8—229

229之(a)所示。此系在碰撞前之動量爲

$$(m_1+m_2)\vec{V}=m_1\vec{v}_1$$

從此得

$$\vec{V}=\frac{m_1}{m_1+m_2}\vec{v}_1$$

質點 m_1 對質心的速度 $\vec{V}_1$

$$\vec{V}_1=\vec{v}_1-\vec{V}=\frac{m_2}{m_1+m_2}\vec{v}_1$$

質點 m_2 對質心的速度 $\vec{V}_2$

$$\vec{V}_2=-\vec{V}=-\frac{m_1}{m_1+m_2}\vec{v}_1$$

動量不滅之關係，就質心系可寫作：

$$m_1\vec{V}_1+m_2\vec{V}_2=0 \qquad m_1\vec{V}_1'+m_2\vec{V}_2'=0$$

從此可知，對質心系言，在碰撞後二質點作反向的運動，如圖8—229之(b)所示。

該圖中 θ_c 及 θ_r 的關係可推導之如次：從圖8—229(c)

$$\vec{V}_1'\cos\theta_c+\vec{V}=\vec{v}_1'\cos\theta_r$$

$$\vec{V}_1'\sin\theta_c=\vec{v}_1'\sin\theta_r$$

此二式可用以表示 m_1 及 θ_c 與 θ_r 的關係。

【非熱檢波器】(Non-bolometric wave detector)

在非熱檢波器中，輻射不經某種溫度依存性的過程，而直接轉化爲電子信號。由於這種轉化的自然性質，非熱檢波器有時被稱爲量子檢波器或光電檢波器。在所有非熱檢波器中，電荷載體的放出或轉送，直接關聯於輻射量子的吸收。它們的光譜反應曲線，在某個可大概定出的長波以後，突然降爲零。因爲輻射量子的能量和它的波長成反比，我們可

得到一個結論：就是光電作用在某個長波以後消失了，這指出，量子的能量已不夠促成自由電子了。在光電導固體中，只有當電子從吸收量子所得到的能量，超過某個界限（也就是能階隙 E_g ）時，它才能在傳導過程中成爲自由電子，這和半導體的能帶理論很相似。因此，只有當量子能量大於，或者它的波長小於 λ_c 時，光電效應才能發生。

$$\lambda_c = hc/E_g$$

在固態物理中，常以電子伏特爲 E_g 的單位。一電子伏特是一個帶一單位電荷（ 4.80×10^{-10} 靜電單位或 1.62×10^{-19} 庫倫）的粒子，通過一伏特電位差所獲得之能量。在這定義下，一電子伏特相當於 1.60×10^{-12} 爾格，浦朗克常數（*Planck constant* ）$h = 4.135\times10^{-15}$ 電子伏特秒

。上式可寫爲 $$\lambda_c = \frac{1.24\times10^{-4}\ eVcm}{E_g}$$

依照這式子，一電子伏特的能量相當於波長爲 1.24 微米的輻射能。在光電導電檢波器中，較重要物質的能階隙，和它們的最大波長限制，列表如下：

重要物質的能階隙和長波限制

物　　質	E_g（在300°K；eV）	λ_c（微米）
硒	2.10	0.59
矽	1.10	1.13
鍺	0.68	1.82
碲	0.34	3.65
硫化鉛	0.40	3.10
碲化鉛	0.31	4.00
硒化鉛	0.25	4.95
銻化銦	0.18	6.90

【非諧交互作用】（Anharmonic interaction）

在處理晶格動力學時，通常將兩原子之間的作用位能展開成其原子間距離的多項式函數。若將位能只取到距離的二次項（這與虎克定律的原理相同），則這種近似的位能稱爲諧和作用位能，所以諧和位能只適用於理想狀況。處理眞實的固體問題時，必須將三次項及以上的各次項（稱爲非諧項）加以考慮，才能正確地描述固體的性質。非諧項所對應的位能，其意義可以想像成聲子間的交互作用位能，因爲在諧和位能時，晶格振動的運動狀態對應於一個聲子的運動，而非諧項位能使晶格間的運動不再互相獨立，因此使聲子間的運動有交互作用。由於引入非諧和位能的觀念，在固體的性質如熱膨脹的問題上，實驗與理論的結果極爲相符（若以諧和位能討論，則沒有熱膨脹發生，由上述討論可知）。

參閱"聲子（*Phonon*）"條。

【非諧和性】（Anharmonicity）

1. 力學非諧和性，力學的振動中，回復力與系統距平衡位置的位移之間並非線性關係者。

2. 在計算紅外光帶的密度時，電偶極距與兩核之間距離的變化方式並非線性形式，這種現象稱爲電的非諧和性。

【非諧和振盪運動】（Anharmonic oscillatary motion）

當 x 之值從平衡位置 O 點量起時，簡諧運動（*simple harmonic motion*；*S.H.M.*）是由 $\vec{F}=-k\vec{x}$ 之力而產生，其所對應之位能爲 $E_p=\frac{1}{2}kx^2$。當平衡位置在 x_0 而不在原點時，如圖 8—230 所示，則我們可以將 E_p 寫成

$$E_p=\frac{1}{2}k(x-x_0)^2$$

之形式，而 E_p 之圖形爲頂點在 x_0 之拋物線。如果總能量爲 E，與 E_p 相交於 A 及 B，則質點在位置 x_1 與位置 x_2 之間作簡諧運動，而 x_1 與 x_2 之位置以 x_0 爲對稱。

現在我們來考慮位能不是拋物線但在平衡位置 x_0 有一肯定之極小值（圖8—231）的情形，這是在物理系統中更為常見的情況，其結果為非諧和振盪運動。如果總能量為 E，質點在 x_1 與 x_2 兩個位置之間振盪，而此兩點通常不以平衡位置 x_0 為對稱，且振盪之頻率決定於能量之大小。

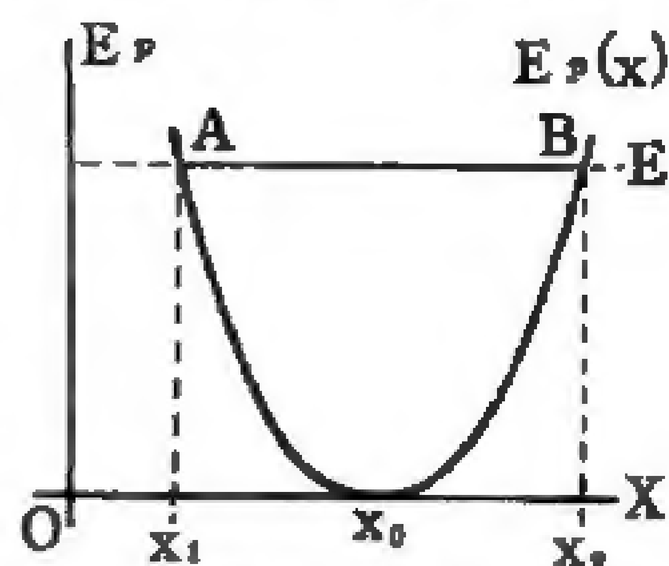


圖8—230
在平衡位置 x_0 之諧和振盪

例如，在雙原子分子中對應於二原子間相互作用之位能非常類似於圖8—231中之位能；因此兩個原子互相作相對之振盪運動，而這種振盪唯有當能量非常低的時候才能認為是簡諧運動。當分子之振動能增加時，其運動變得更為非諧和狀態，而其振動之頻率也因而發生改變。

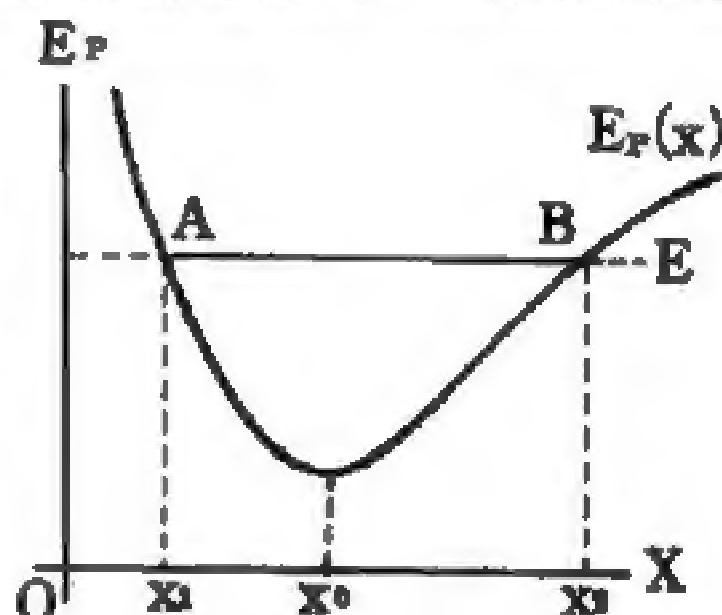


圖8—231
在平衡位置 x_0 之非諧和振盪

【非諧振輸送線】(Non-resonant line)

發射機的輸送線之本身頻率與所發射頻率不相同。

【非諧振體】(Anharmonic oscillator)

當一質點受到非諧位能的作用時，則該質點會做非諧和振動，稱之為非諧振動體。

參閱“非諧交互作用（*Anharmonic interaction*）”條。
“諧運動（*Harmonic motion*）”條。

【非導體】(Non-conductor)

難生自由電子的物體即為受縛電子（*bound electron*）；或一部分帶電而不能、或極難傳至其他部分的物體，稱為非導體。

導體與非導體之分，僅在其導電程度之不同，其間並無明確之界限。因此我們可以預期，在非導體的情形之下，也會有感應現象發生。當然，如欲使其明顯可見，必須使用強有力的方法才行。我們可以利用摩

擦使非導體帶電。例如，用毛皮摩擦硬橡膠棒，並使之與接地的導體相觸，即可看到火花飛過，且伴有輕微的爆炸聲，這證明硬橡膠棒帶電了。如使摩擦過的硬橡膠棒，觸及靜電計的金屬球，其指針立即偏轉。如使毛皮與已帶電的靜電計相觸，則見後者之指針偏轉復原為零，足證用來摩擦的工具也同時帶電，不過其電荷之符號與硬橡膠棒所帶者相反就是了。硬橡膠棒與毛皮分開，可使摩擦時生成之電力線拉長，亦即產生一高電位差。電力線兩端之電荷，其符號相反；我們將毛皮所帶之電稱為正電，硬橡膠棒所帶者稱為負電。如以浸過水銀的皮革摩擦玻璃棒，則後者帶正電，而前者帶負電。因此可得以下之結論：摩擦法可使絕緣體或非導體呈帶電現象。

玻璃、樹脂、火漆、硫黃、含硫護膜、乾燥空氣等，不能傳導電；木材、玻璃、毛類、水等，不能傳熱，我們均稱之為非導體，或稱絕緣體（*insulator*）。

【非鍵軌】（Non-bonding orbits）

當原子與另一原子結合形成分子後，原子的軌道仍然保有未結合時的狀態，則此軌道稱為非鍵軌。例如多電子原子的內層軌道，多屬此類非鍵軌。